ACADÉMIE DES SCIENCES.

SÉANCE DU LUNDI 24 MARS 1924.

PRÉSIDENCE DE M. GUILLAUME BIGOURDAN.

MÉMOIRES ET COMMUNICATIONS

DES MEMBRES ET DES CORRESPONDANTS DE L'ACADÉMIE.

M. le **Ministre de l'Instruction publique et des Beaux-Arts** adresse ampliation du décret en date du 17 mars 1924 qui porte approbation de l'élection que l'Académie a faite de M. **Alexandre Desgrez** pour occuper, parmi les Académiciens libres, la place vacante par le décès de M. *A. de Gramont*.

Il est donné lecture de ce décret.

Sur l'invitation de M. le Président, M. **Alexandre Desgrez** prend place parmi ses Confrères.

MÉTALLURGIE. — *Observation au sujet d'une Note de M.* Pitois : *Différentiation des aciers par l'examen des étincelles de meulage*, par M. **Mesnager**.

L'auteur de la Note en question (¹) paraît ignorer que le sujet qu'il traite ait déjà fait l'objet d'études conduisant à des conclusions très analogues à certaines des siennes. Je crois donc devoir signaler les publications suivantes sur ce sujet : — Général d'Artillerie Jacques de Manson, *Traité du fer et de l'acier*, Paris, 1804, p. 290; — Capitaine Demosay, *Essai sur le classement des aciers* (*Revue de Métallurgie*, octobre 1904, p. 513); — Albert Shore, *American machinist. The spark method*, 31 août 1907, p. 219;

(¹) *Comptes rendus*, t. 178, 1923, p. 942.

Génie civil, 1907, t. 52, p. 117; — POURCEL, *Analyse des aciers à l'aide des étincelles* (*Revue de Métallurgie*, février 1910, p. 132); — Max BERMANN, de Budapest, *Les étincelles comme moyen de distinguer les sortes d'acier:* Congrès de l'Association pour l'Essai des Matériaux à Copenhague en 1909 (Dunod, Paris, fascicule n° 7, Rapport $VIII_7$) et par le même un Mémoire intitulé : *Die Funken als Erkennungszeichen der Stahlsorten* dans la *Zeitschrift des Vereines deutscher Ingenieure*, t. 53, 1909, p. 171.

CYTOLOGIE VÉGÉTALE. — *Recherches sur le vacuome des algues inférieures.* Note de MM. **P.-A. Dangeard** et **Pierre Dangeard.**

La connaissance du système vacuolaire ou vacuome a fait un grand pas dans ces dernières années, grâce à l'emploi méthodique et généralisé des colorants vitaux.

Rappelons en quelques mots la technique très simple de ces colorations vitales qui sont appelées à rendre encore de nombreux services.

Les meilleurs colorants vitaux, en ce qui concerne la cellule végétale sont le rouge neutre et le bleu de crésyl, employés en solution faible, ils jouissent de la propriété de colorer exclusivement, dans la cellule qui reste vivante fort longtemps, la solution colloïdale de métachromatine qui remplit ces vacuoles (1); si le contenu vacuolaire est neutre ou acide, la coloration avec le rouge neutre est rose; si la teinte est orangée, le contenu est alcalin; dans ce dernier cas, on dit qu'il y a métachromasie : la métachromasie, c'est-à-dire la production d'une teinte différente de celle du colorant, existe aussi pour le bleu de crésyl.

Assez fréquemment, sous l'influence du colorant, la solution colloïdale se précipite en corpuscules chromatiques que l'un de nous a désignés récemment sous le nom d'*endochromidies* (2).

Lorsqu'on examine l'ensemb'e des algues inférieures, on est frappé de l'absence de tout renseignement précis sur leur vacuome, en dehors des vacuoles contractiles qui forment un système à part : on serait tenté de croire que beaucoup de ces organismes sont absolument dépourvus de

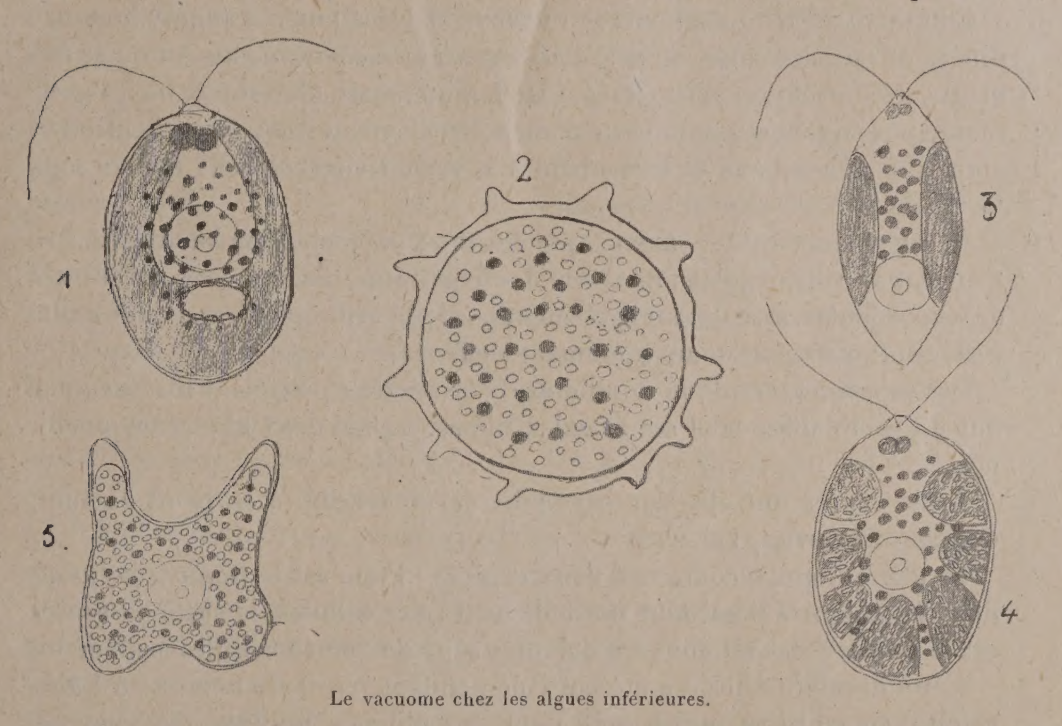
---

(1) Consulter PIERRE DANGEARD, *Recherches de Biologie cellulaire* (*Le Botaniste*, 15e série, avec 14 planches, juin 1923).

(2) P.-A. DANGEARD, *Sur la reproduction sexuelle chez le* Marchantia polymorpha *dans ses rapports avec la structure cellulaire* (*Comptes rendus*, t. 178, 1924, p. 267).

vacuome, les détails qui vont suivre donneront l'explication de cette anomalie.

Si nous soumettons à l'action du rouge neutre ou du bleu de crésyl des individus appartenant à l'espèce *Chlamydomonas ovata* Dang., il se produit une coloration foncée de nombreuses sphérules disséminées dans le cytoplasme (*fig.* 3); ces sphérules sont de taille variable : elles correspondent



Le vacuome chez les algues inférieures.

à autant de petites vacuoles, contenant une solution colloïdale de métachromatine condensée; la densité de cette substance qui remplit les vacuoles fait que, sur le vivant et en dehors de toute coloration, ces vacuoles se présentent sous la forme de globules réfringents et non de lacunes au sein du cytoplasme; ce caractère particulier du vacuome, que nous allons retrouver chez beaucoup d'algues inférieures, explique pourquoi cette formation si importante de la cellule était restée à peu près inconnue chez nombre d'organismes.

La même constatation peut être aisément faite sur une autre espèce de Chlamydomonadinée, dont le chromatophore est divisé en un plus ou moins grand nombre de segments pariétanx; il s'agit du *Chlamydomonas reticulata* Gorosch.; le cytoplasme avec le noyau occupe le centre et il envoie des

prolongements entre les segments du chromatophore; ce cytoplasme est parsemé de sphérules plus ou moins grosses, qui, avec le bleu de crésyl, prennent une couleur violacée; elles représentent chacune une petite vacuole (*fig.* 4); ces sphérules correspondent, à n'en pas douter, aux grains fuchsinophiles qui ont été signalés autrefois, en particulier chez le *Chlamydomonas Monadina* et dont on ignore complètement la signification [1].

Cette structure du vacuome se retrouve chez les autres Chlamydomonadinées et en particulier chez le *Chlorogonium euchlorum;* ainsi non seulement cette formation existe dans cette famille, mais elle est très bien représentée par toutes ces nombreuses vacuoles élémentaires; après fixation et emploi de la méthode d'Heidenhain, ces vacuoles se colorent *in toto* sous forme de grains chromatiques noirs.

Il est intéressant de noter, que les deux vacuoles contractiles qui se trouvent au voisinage de l'insertion des flagellums, bien que très différentes des précédentes, se colorent également par le bleu de crésyl, mais leur teinte reste rose; elles sont donc légèrement alcalines.

Les représentants de la famille des Volvocinées possèdent un vacuome qui est semblable, dans ses grandes lignes, à celui des Chlamydomonadinées.

Trois genres ont été plus particulièrement étudiés à ce point de vue : *Gonium*, *Eudorina*, *Volvox*.

Le genre *Gonium* comprend deux espèces : l'une est le *Gonium pectorale* dont les colonies possèdent normalement seize cellules, la seconde espèce est le *Gonium sociale* dont les colonies sont de quatre cellules seulement.

Cette dernière espèce a été cultivée pendant plusieurs années au Laboratoire en cultures pures, soit dans des milieux liquides, soit sur des milieux nutritifs à la gélose. Dans ces cultures, les cellules sont tantôt isolées, tantôt réunies par deux, tantôt groupées en colonies normales. Dans tous les cas, le cytoplasme renferme un grand nombre de sphérules qui se colorent rapidement par les colorants vitaux : elles sont de même grosseur ou de taille inégale avec le bleu de crésyl, la teinte varie du bleu au violet, elles ne sont pas toujours complètement homogènes, mais offrent parfois l'apparence d'un anneau, ce qui est dû à la présence d'une inclusion incolore, comme dans les grains d'aleurone.

Il en est de même chez *Eudorina elegans* où le cytoplasme renferme de

---

[1] P.-A. Dangeard, *Mémoire sur les Chlamydomonadinées ou l'histoire d'une cellule* (*Le Botaniste*, 6e série, 1899, p. 171).

quinze à vingt petites vacuoles à contenu dense; là aussi, les sphérules colorées présentent une ou plusieurs inclusions incolores.

Dans les *Volvox*, les individus qui constituent les jeunes colonies possèdent de petites vacuoles du type dense, comme les *Chlamydomonas* et nombreuses; dans les colonies adultes, chaque cellule ne renferme qu'un nombre réduit de vacuoles et elles sont de plus grandes dimensions; leur contenu est aussi plus fluide. Par contre, le vacuome, tel qu'il s'observe dans les œufs qui approchent de la maturité, est constitué par un très grand nombre de sphérules de métachromatine, disposées régulièrement dans toute la masse (*fig.* 2); on peut les comparer aux grains d'aleurone des graines dont elles se rapprochent par leur nature et leurs principales propriétés.

Il n'est pas douteux que cette forme du vacuome, dont nous venons de signaler l'existence dans deux familles, est assez générale chez les algues inférieures : on la retrouve chez les *Pediastrum* et les *Chlorella* (*fig.* 5), l'un de nous l'a déjà indiquée chez le *Scenedesmus acutus* avec quelques détails; mais, dans cette dernière espèce, l'évolution du vacuome est, semble-t-il, un peu plus avancée, puisque le corpuscule métachromatique est parfois séparé du cytoplasme par un léger intervalle et aussi parce que, chez certains individus, on trouve des vacuoles plus grosses, en nombre réduit, dans lesquelles il se produit une précipitation de plusieurs corpuscules métachromatiques (¹).

Nous sommes ainsi conduits insensiblement à un type de vacuoles plus évolué et qui nous est offert par un autre groupe d'algues inférieures, les Chlorodendracées.

Dans cette famille, nous avons eu l'occasion d'étudier le *Chlorodendron subsalum* Davis, espèce très abondante dans les bacs du Laboratoire maritime de Roscoff.

Les zoospores de cette espèce ont une partie antérieure plus large, légèrement échancrée et portant quatre flagellums : le cytoplasme occupe une chambre antérieure et une chambre postérieure, qui communiquent ensemble par un espace plus ou moins large, laissé libre par le chromatophore.

Le vacuome est représenté par une grande vacuole, située à l'arrière du corps et un nombre variable de vacuoles plus petites occupant la partie avant : toutes ces vacuoles se colorent en bleu, tirant plus ou moins sur le

(¹) P.-A. DANGEARD, *Recherches sur l'assimilation chlorophyllienne* (*Le Botaniste*, 14e série, 1921, p. 83).

rose ou sur le violet, lorsqu'on se sert du bleu de crésyl : le contenu de la grande vacuole peut donner par précipitation d'assez nombreux corpuscules métachromatiques, alors que dans les petites vacuoles ce contenu reste fréquemment homogène.

On trouve en outre, superficiellement, au contact interne de la membrane, des sortes de petits bâtonnets qui sont également sensibles au colorant vital : leur présence doit être liée à la sécrétion du mucus, qui est très abondant dans cette espèce et donne lieu à la formation de véritables colonnes supportant les individus au repos : mais ces petits éléments sont indépendants du vacuome.

Le premier type du vacuome, que nous venons d'étudier, est sans doute caractéristique de certains groupes et de certaines familles d'organismes inférieurs : son intérêt est manifeste. On s'explique maintenant, connaissant ses caractères, comment ce vacuome avait pu passer plus ou moins inaperçu chez de nombreux êtres, alors qu'il est constitué au contraire par des vacuoles, fréquemment si nombreuses que le cytoplasme en est criblé. La même difficulté et pour les mêmes causes, s'était produite en ce qui concerne les graines, les oospores, les kystes et les spores, avant que l'on connût le rôle de l'aleurone et de la métachromatine dans l'évolution du système vacuolaire et sa transmission d'une génération à l'autre [1].

Actuellement, *il est possible de dire, que, chez les plantes, l'existence d'un vacuome dans la cellule végétale est aussi constante que celle du noyau.*

On admettait tout récemment encore que les vacuoles apparaissaient directement au sein du cytoplasme des cellules jeunes; les histologistes étaient convaincus que beaucoup de cellules et d'organismes inférieurs étaient dépourvus de système vacuolaire. La conclusion précédente, qui assimile la persistance de cette formation avec celle du noyau, permet de se rendre compte du chemin parcouru en quelques années; le jour où un résultat de ce genre pourra s'appliquer à la cellule animale, un progrès considérable aura été réalisé.

---

(1) PIERRE DANGEARD, *loc. cit.*

GÉOMÉTRIE. — *Sur la description mécanique de l'ellipsoïde.* Note de M. D'OCAGNE.

Les beaux théorèmes de Kempe, d'une part, de Kœnigs, de l'autre, ont établi rigoureusement la possibilité de faire mouvoir un point au moyen de systèmes articulés, soit sur une courbe algébrique plane quelconque, soit sur une surface ou une courbe gauche algébrique quelconque donnée; mais l'application pure et simple des principes théoriques sur lesquels reposent les démonstrations de ces théorèmes conduirait, en pratique, à des systèmes d'une extrême complication. De là, l'intérêt des solutions particulières, fondées sur d'autres remarques, applicables plus simplement à tel ou tel cas spécial.

Si, par exemple, on essaye d'adapter la solution générale de Kempe à la description de l'ellipse, on est conduit à un système articulé où interviennent une cinquantaine de barres articulées, alors que l'ingénieux ellipsographe de Hart n'en comporte, pour le même objet, que cinq seulement.

Nous nous sommes proposé de réaliser une simplification du même genre pour la description de l'ellipsoïde que nous supposons rapporté à ses axes Ox, Oy, Oz, les longueurs des demi-axes correspondants étant respectivement a, b, c (avec l'hypothèse ordinaire $a > b > c$).

L'ellipsographe de Hart est fondé sur le théorème qui dit que, si deux points marqués sur une droite se déplacent respectivement sur deux axes rectangulaires Ox et Oy, tout autre point marqué sur cette droite décrit une ellipse dont les axes sont dirigés suivant Ox et Oy.

La généralisation de ce théorème pour l'ellipsoïde a, depuis longtemps, été obtenue par Dupin, qui y est arrivé par une voie analytique; il n'est, au reste, nullement difficile de l'établir par la pure géométrie. Le résultat peut en être énoncé comme suit : si, sur une droite Δ, où est marqué le point M, on porte, d'un même côté par rapport à M, les segments $MA = a$, $MB = b$, $MC = c$, et si l'on astreint les points A, B, C à rester respectivement dans les plans Oyz, Ozx, Oxy, le point M, dans le mouvement au deuxième degré de liberté ainsi défini pour la droite Δ, décrit toute la surface de l'ellipsoïde considéré.

Nous ferons remarquer, avant d'aller plus loin, qu'à la disposition ci-dessus, envisagée par Dupin, on en peut substituer trois autres que l'on obtient en supposant que, sur la droite Δ, l'un des segments a, b ou c est

porté, par rapport à M, en sens contraire des deux autres. Appelons Δ', Δ'' et Δ''' les droites pourvues de ces dispositions des points A, B, C; on voit bien aisément, ces trois points restant toujours respectivement dans Oyz, Ozx et Oxy, que, pour une même position du point M, les positions correspondantes des droites Δ', Δ'' et Δ''' sont symétriques de celle de la droite Δ respectivement par rapport aux plans menés par M parallèlement à Oyz, Ozx et Oxy. On constate ainsi l'existence d'un quadruple mode de description de l'ellipsoïde au moyen d'un point marqué sur une droite dont trois points sont astreints à rester dans les plans principaux de cet ellipsoïde, de même qu'il existe un double mode de description analogue pour l'ellipse dans un plan.

Donc, ayant recours à l'une ou l'autre de ces quatre variantes, on aura résolu le problème si l'on parvient mécaniquement à maintenir les points A, B, C dans les plans Oyz, Ozx, Oxy. Il serait théoriquement possible de le faire en liant chacun des points A, B, C à un planigraphe de Darboux-Kœnigs convenablement disposé; mais un tel mécanisme ne laisserait pas d'être d'une réalisation assez compliquée.

En vue d'obtenir une solution cinématiquement plus simple, nous avons cherché à faire en sorte que les points guides se déplacent dans un même plan afin que le mécanisme reposant sur ce plan placé horizontalement participât de la simplicité des systèmes uniquement plans. Considérant pour cela la projection de la figure faite sur l'un des plans principaux, Oxy par exemple, nous avons remarqué que si M_0 est la projection du point décrivant M, A_0 et B_0 les projections, respectivement situées sur Ox et Oy, des points A et B, le point C, qui est confondu avec sa projection, a, sur la droite $M_0A_0B_0$, une position telle que

$$\frac{M_0C}{c} = \frac{M_0A_0}{a} = \frac{M_0B_0}{b}.$$

Par suite, si, sur des droites menées par M_0 dans Oxy, on prend les segments constants $M_0A_1 = a$ et $M_0B_2 = b$, dont les extrémités A_1 et B_2 restent respectivement sur Oy et sur Ox, on voit que les extrémités C_1 et C_2 de segments égaux à c, portés à partir de M_0 sur les mêmes droites, sont telles que l'une C_1 a même abscisse, et l'autre C_2 même ordonnée que le point C.

Si donc on astreint les points A_1 et B_2 à se mouvoir respectivement sur Oy et Ox supposés horizontaux, et que l'on fixe mécaniquement sur Oxy la position

du point C *ayant même abscisse que* C_1 *et même ordonnée que* C_2, *l'extrémité* M, *située sur la verticale de* M_0, *d'un segment égal à c, ayant son origine en* C, *décrira l'ellipsoïde voulu.*

Pour faire décrire aux points B_1 et B_2 les axes Oy et Ox, on peut se servir d'un système à cinq tiges de Hart pour chacun d'eux. Quant au point C, on pourra faire en sorte qu'il se trouve, à chaque instant, dans la position voulue, en le liant aux points C_1 et C_2 au moyen d'un dispositif imaginé à cet effet par M. Roudaire-Miégeville ([1]). Un autre dispositif, dû au même inventeur et mentionné au même endroit, permettra enfin de maintenir l'extrémité M de CM sur la verticale de M_0.

Le mécanisme ainsi obtenu sera sensiblement plus simple que celui qui serait fondé sur l'emploi de trois planigraphes. Encore convient-il de faire observer que, si la solution précédente ne suppose l'intervention que de systèmes articulés, elle peut être grandement simplifiée par l'adoption de glissières et de coulisses assurant les déplacements de A_1, de B_2 et de M respectivement sur Ox, sur Oy et sur la verticale de M_0, ainsi que ceux de C le long de parallèles à Oy et à Ox, entraînés par C_1 et par C_2.

Nous avons dit que la solution pouvait être appliquée dans l'hypothèse de l'une quelconque des quatre variantes, ci-dessus indiquées, du mode de description envisagé. Si nous les considérons maintenant toutes quatre à la fois, nous constatons que les quatre positions des traces des droites Δ, Δ', Δ'', Δ''' sur Oxy sont les sommets d'un rectangle CC'C''C''' dont deux des côtés ont été déterminés au moyen des points C_1 et C_2, et dont les autres côtés le seront de même au moyen des symétriques de C_1 et C_2, par rapport à M_0. Le point M n'est alors autre que le sommet d'une pyramide droite d'arête c, ayant pour base le rectangle CC'C''C'''. Dans le cas, tout au moins, où l'on aurait recours à l'emploi de glissières et de coulisses, peut-être résulterait-il de là quelque simplification au point de vue de la réalisation mécanique.

S'il s'agit de faire décrire au point M une ligne donnée sur l'ellipsoïde, il suffit, par un système mécanique approprié, d'astreindre le point M_0 à se mouvoir sur la projection de cette ligne. On pourrait d'ailleurs, bien entendu, appliquer la solution en se servant de la projection faite sur l'un quelconque des plans principaux. Si, par exemple, on veut faire décrire au point M une ligne de courbure de l'ellipsoïde, on aura recours de préférence à la projection sur le plan Oxz de la section principale moyenne,

---

([1]) *Comptes rendus*, t. 176, 1923, p. 259.

parce que, sur ce plan, les projections des lignes de courbure sont toutes des ellipses (faciles à décrire mécaniquement, par un système de Hart), savoir, comme nous l'avons démontré par une voie purement géométrique [1], celles qui sont inscrites dans le losange formé par les tangentes à cette section moyenne menées par les ombilics de l'ellipsoïde.

MAGNÉTISME. — *Sur les isothermes magnétiques du nickel.* Note de MM. **Pierre Weiss** et **R. Forrer.**

Les deux planches ci-après représentent l'aimantation spécifique σ (moment de l'unité de masse) du nickel en fonction du champ, de $H = 0$ à $H = 17000$ gauss et même quelquefois $H = 21000$ gauss, pour un grand nombre de températures échelonnées de 20° à 405°,7.

Ce sont des matériaux pour l'équation d'état du ferromagnétisme $\sigma = f(H, t)$.

Considérons par exemple l'isotherme de 277°,5. On y remarque la grande valeur prise par l'aimantation dès les champs faibles, puis une branche de courbe hyperbolique qui représente l'approche vers la saturation au sens usuel du mot. Celle-ci est pratiquement atteinte à 5000 gauss, après quoi il se produit encore un accroissement de l'aimantation proportionnel à celui du champ. Ce phénomène, qui est nouveau, a été mis en évidence grâce à l'emploi de champs intenses et à la haute précision des mesures.

Les cycles d'hystérèse, phénomène irréversible étranger à notre objet, s'éliminent en quelque sorte automatiquement. Localisés dans des champs d'un nombre de gauss peu élevé, ils sont, à l'échelle du dessin, confondus avec l'axe des ordonnées.

Le caractère de ces courbes reste le même de la température ordinaire jusqu'au voisinage du Point de Curie (357°). Quand la température s'élève, la grandeur de l'ascension rapide dans les champs faibles, qui est en relation avec l'aimantation spontanée, diminue; la branche hyperbolique conserve d'abord à peu près la même importance jusque vers 330° et se développe davantage aux températures plus élevées. L'inclinaison de la région rectiligne, située dans les champs élevés, augmente et, dans le voisinage du Point de Curie, cette partie de l'isotherme devient elle aussi curviligne.

---

[1] *Comptes rendus*, t. 172, 1921, p. 1640.

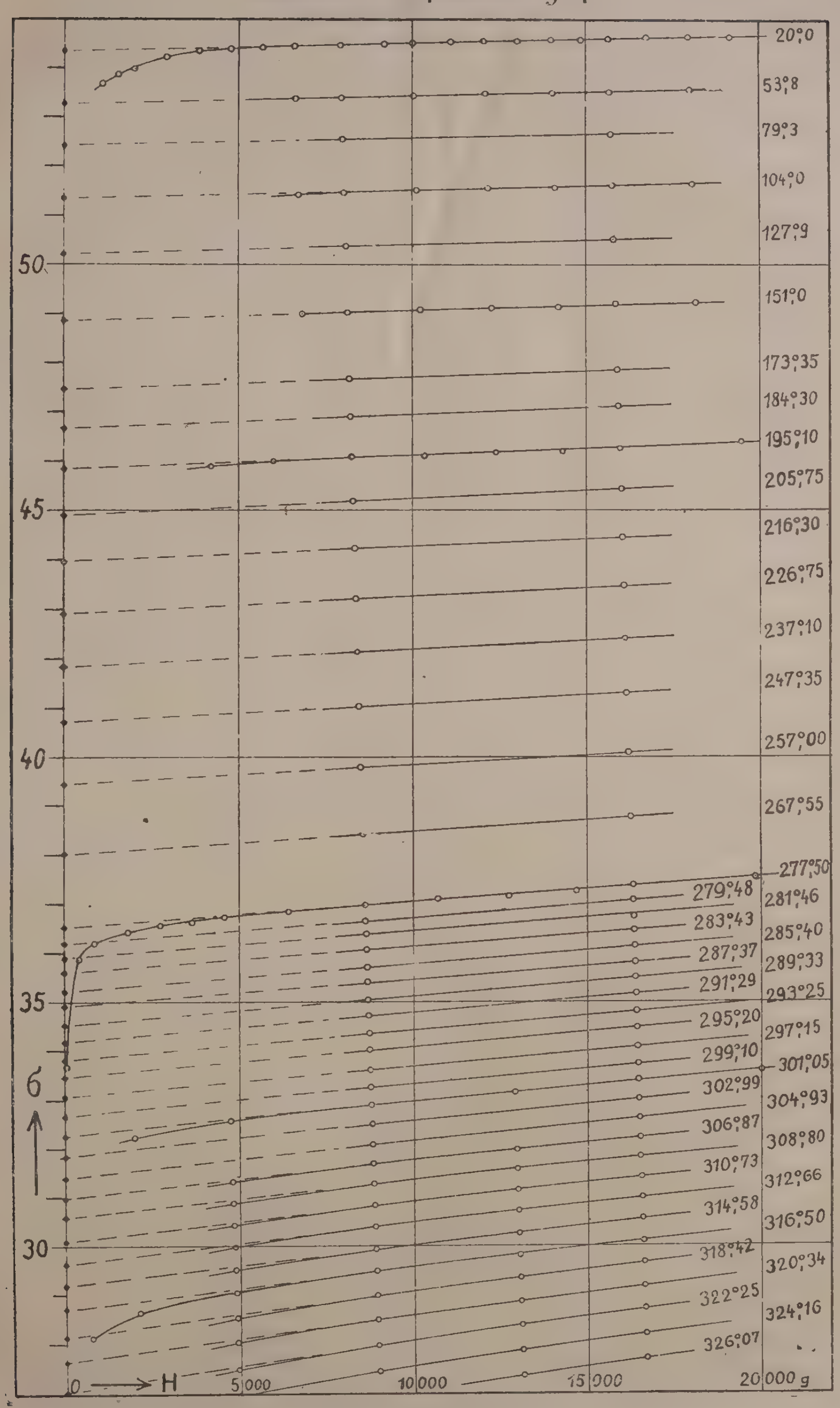


Fig. 1. — Isothermes de l'aimantation apparente et de l'aimantation vraie du nickel de 20° à 326°,07.

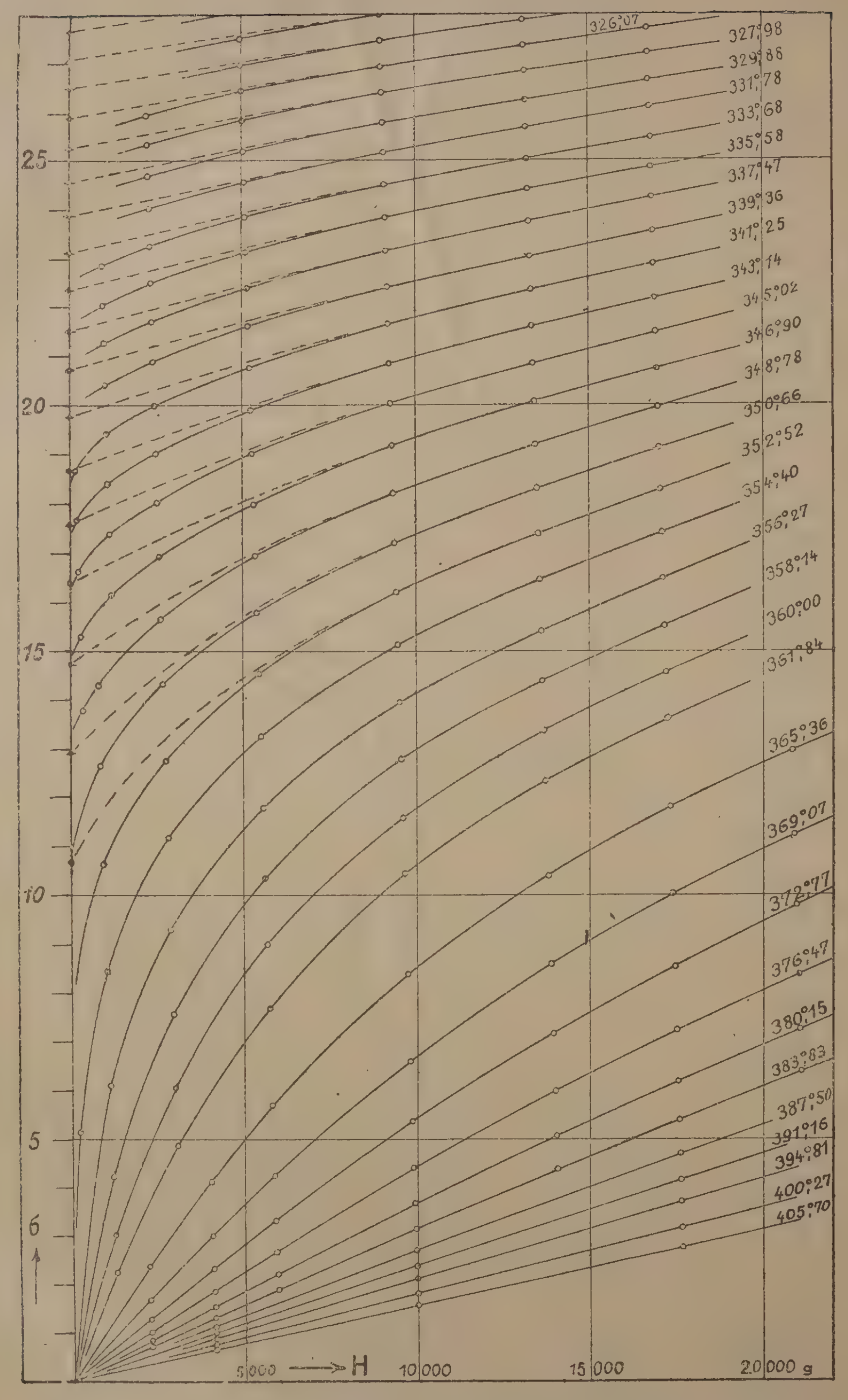


Fig. 2. — Isothermes de l'aimantation apparente et de l'aimantation vraie du nickel de 326°,07 à 405°,70.

Le Point de Curie, à 357°, déterminé au moyen du phénomène magnétocalorique qui sera l'objet d'une prochaine Note, n'apparaît pas sur ces courbes. A 352°,52 il y a visiblement une aimantation spontanée, et à 360° elle a cessé d'exister.

Au-dessus de ces températures, la courbure des isothermes diminue, et l'on atteint progressivement la proportionnalité au champ, caractéristique de l'état paramagnétique. A 405°,7 elle est réalisée à moins de 1 pour 1000 près.

Aimantation apparente et aimantation vraie. — On mesurerait l'aimantation vraie si l'aimantation était parallèle au champ dans tous les domaines élémentaires de la substance. On mesure effectivement une aimantation apparente, parce qu'en général ce parallélisme n'est pas réalisé à cause de la structure cristalline confuse.

Dans les champs très intenses, les isothermes des aimantations apparente et vraie se confondent.

Le phénomène magnétocalorique qui accompagne seulement les variations vraies de l'aimantation permet, par une méthode qui sera exposée ultérieurement, de tracer les isothermes de l'aimantation vraie à partir de celles de l'aimantation apparente. Ces dernières ont été représentées en traits pleins, les premières en pointillé; elles rencontrent l'axe des ordonnées aux points qui donnent la vraie grandeur de l'aimantation spontanée.

Ce sont elles que représente l'équation d'état concernant la *grandeur* de l'aimantation, abstraction faite du phénomène parasite de l'obliquité sur le champ.

M. P. **Termier** fait hommage à l'Académie d'un ouvrage de M. Ch. Gorceix intitulé : *Origine des grands reliefs terrestres. Essai de géomorphisme rationnel et expérimental*, dont il a écrit la *Préface*.

M. É. **Bertin** fait hommage à l'Académie, au nom de M. **Painlevé**, qui en a écrit la *Préface*, d'un ouvrage de M. Paul Dumanois intitulé : *Moteurs à combustion interne*.

COMMISSIONS.

Par la majorité absolue des suffrages, MM. **E. Picard**, **G. Kœnigs**, **M. Brillouin** pour les Sciences mathématiques; MM. **E. Roux**, **A. Lacroix**,

M. **Molliard** pour les Sciences physiques, sont désignés pour former, sous la présidence de M. le Président de l'Académie, la Commission chargée de dresser une liste de candidats à la place vacante, parmi les Associés étrangers, par le décès de M. *Van der Waals*.

PLIS CACHETÉS.

A la demande de l'auteur, l'Académie procède à l'ouverture du pli cacheté nº 9331, déposé le 3 mars 1924, par M. **Paul Colliard**.

CORRESPONDANCE.

M. le **Ministre du Travail** invite l'Académie à désigner l'un de ses membres qui occupera dans la *Commission supérieure des maladies d'origine professionnelle*, la place vacante par l'expiration des pouvoirs de M. E. Quénu, membre sortant, rééligible.

M. le **Secrétaire perpétuel** signale, parmi les pièces imprimées de la Correspondance :

1° *Catalog der Schweizerischen Landesbibliothek in Bern*. 2 vol.

2° *Systematisches verzeichnis der schweizerischen oder die Schweiz betreffenden Veröffentlichungen*, 1901-1920. 8 fasc.

ANALYSE MATHÉMATIQUE. — *Une condition nécessaire et suffisante de possibilité pour le problème de Dirichlet*. Note de M. **Norbert Wiener**, présentée par M. Henri Lebesgue.

Dans un Mémoire récent [1], M. Lebesgue a montré que le problème de Dirichlet se divise en deux parties dont la première est la détermination d'une fonction harmonique correspondant à certaines conditions sur la frontière, et la seconde est la recherche des propriétés de cette fonction

---

[1] *Comptes rendus*, t. 178, 1924, p. 349.

dans le voisinage de cette frontière. Dans un Mémoire [1] paru la même semaine, j'ai fait la même remarque indépendamment, et en plus j'ai donné une définition exacte du sens dans lequel une fonction harmonique dépend des conditions frontières. J'ai démontré aussi que ma méthode assigne une fonction bien déterminée à n'importe quelle condition frontière continue sur un ensemble borné de points dans un nombre quelconque de dimensions. En particulier, j'ai démontré que le potentiel dans l'espace tridimensionnel, correspondant aux valeurs frontières 1 sur un certain ensemble borné de points et correspondant à 0 à l'infini, détermine dans le sens de ma définition une fonction harmonique engendrée par une distribution de charge étalée sur cet ensemble. La charge ne sera négative dans aucune région, et en général n'aura pas de densité. Le potentiel correspondant à cette charge sera représenté par une intégrale de Stieltjès prise sur l'ensemble sur lequel la charge est étalée. La quantité totale de charge sera dite la capacité de l'ensemble. De cette façon, tout ensemble borné de points, qu'il forme ou non une surface, et en fait qu'il soit mesurable ou non, aura une capacité finie bien déterminée.

Revenant au Mémoire de M. Lebesgue ; comme moi, il montre que la résolution du problème de Dirichlet dans le sens classique, pour une région donnée, ne dépend que des propriétés des éléments de la frontière, et se réduit à la recherche de ce qu'il appelle la régularité des points particuliers. Un point O de la frontière B d'un ensemble D est dit régulier si, toutes les fois que F(P) est une fonction continue sur B et $f(P)$ la fonction harmonique correspondante sur D,

$$\lim_{P \to O} f(P) = F(O).$$

Bien entendu, cette condition doit être remplie pour toute fonction F continue sur B.

En dehors des conditions qui ont été données antérieurement, M. Lebesgue donne une condition qu'on peut formuler de la manière suivante :

S'il existe un segment de droite ou un segment d'une courbe analytique qui se termine en un point O *de la frontière du domaine* D, *si ce segment est entièrement extérieur à* D *et s'il existe des nombres positifs* A *et* B *tels que,* P *étant un point de ce segment, sa distance de* D *est plus grande que* $A\,\overline{OP}^{B}$, O *est régulier. Si, par contre, il existe des nombres positifs* A *et* B, *tels que,*

---

[1] *Certain problems in Potential Theory* (*Journal of Mathematics and Physics of the Massachusetts Institute of Technology*, t. 3, n° 1, janvier 1924).

lorsque P *est situé sur ce segment*, OP = OQ, *et*

$$\overline{PQ} > A e^{-\frac{B}{\overline{OP}}},$$

Q *est dans* D, O *est irrégulier.*

M. Lebesgue généralise en plus une condition de régularité de M. Zaremba, ayant rapport aux points coniques d'une surface. Il décrit une suite infinie de sphères dont le centre est le point O, indiquant sur chacune la région intérieure à un cône donné dont le sommet est en O, faisant tourner chaque sphère autour de O, et excluant la région indiquée d'un domaine nouveau D'. En outre, il démontre que le point O sera encore régulier comme point de la frontière du domaine D'. Il conclut qu'il n'a pas réussi à étendre ces résultats aux points cuspidaux.

M. Lebesgue déduit tous ses résultats du théorème suivant : *Pour qu'un point* O *de la frontière d'un domaine* D *soit régulier, il faut et il suffit qu'il existe une fonction* $F(x, y, z)$ *continue en* O, *atteignant sa borne inférieure en* O, *et en* O *seulement, et telle que partout, à l'intérieur de* D, $\Delta F \leqq O$. Quoique cette condition soit nécessaire et suffisante, comme elle manque cependant de caractérisation géométrique, on ne peut pas la considérer comme une solution définitive du problème de Dirichlet.

Je viens d'obtenir le théorème suivant, qui donne une caractérisation complète, nécessaire et suffisante des points réguliers. Elle est de nature au moins quasi géométrique, et son énoncé est le suivant : *Soit* O *un point de la frontière* C *d'un ensemble ouvert* D *dans l'espace à trois dimensions. Soit* λ *un nombre positif plus petit que* 1. *Soit* γ_n *la capacité de l'ensemble de tous les points* Q *qui n'appartiennent pas à* D, *tels que*

$$\lambda^n \leqq \overline{OQ} \leqq \lambda^{n-1}.$$

O *est alors régulier ou irrégulier selon que*

$$\frac{\gamma_1}{\lambda} + \frac{\gamma_2}{\lambda^2} + \ldots + \frac{\gamma_n}{\lambda^n} + \ldots$$

diverge ou converge.

Voici une application de ce théorème. Nous dirons que O est un point de révolution monotone cuspidal de la frontière de D si cette frontière, dans le voisinage de O, est une surface rentrante donnée par l'équation

$$\varphi = f(\rho)$$

dans un système de coordonnées sphériques, où $f(\rho)$ est une fonction crois-

sante de ρ qui n'excède jamais π et qui s'annule pour $\rho = 0$. *La divergence de*

$$\sum_{1}^{\infty} \frac{1}{\log f(\lambda^m)},$$

λ étant un nombre quelconque positif inférieur à 1, est donc une condition nécessaire et suffisante pour la régularité de O.

Un autre corollaire de mon théorème principal est le suivant : *Soit* O *un point de la frontière d'une région* D. *Soit* O′ *un point de révolution monotone cuspidal sur la frontière d'une région* D′. *Supposons en outre* O′ *régulier. Construisons deux sphères de rayon r autour de* O *et de* O′. *Soient* A *et* A′ *les aires des parties de* D *et de* D′ *à l'intérieur de ces sphères. Alors, si pour toutes les valeurs suffisamment petites de r nous avons* $A \leqq A'$, O *est régulier.*

De ce théorème se déduit immédiatement la généralisation du résultat de M. Lebesgue analogue à la généralisation qu'il a faite du théorème de M. Zaremba.

Observations au sujet de la Note de M. N. WIENER, par M. **HENRI LEBESGUE**.

En janvier dernier, un article de M. G. Bouligand m'a fourni l'occasion de donner quelques résultats obtenus au cours de recherches sur les cas d'impossibilités du problème de Dirichlet, recherches qui remontent à 1913.

M. Wiener parle longuement de ma publication ; ce qu'il ne dit pas et que je tiens à dire, c'est que, dans ces dernières années, le problème de Dirichlet avait été, à mon insu, l'objet de recherches fécondes, dues à divers savants américains et en particulier à M. Wiener. Leurs théorèmes dépassent souvent les miens et ils ont si bien abordé les diverses questions qui m'ont occupé que, si j'avais connu leurs travaux, j'aurais sans doute jugé inutile de revenir sur mes résultats de 1913. J'insisterai sur deux points.

Dès que l'on a étudié la continuité, en un point frontière du domaine, de la fonction fournie par une méthode de résolution du problème de Dirichlet, on a été conduit à formuler des conditions ne faisant pas intervenir la fonction continue donnée sur la frontière étudiée, mais seulement la forme de cette frontière, et dans le seul voisinage du point étudié. Dans ma dernière Note, j'ai surtout insisté sur les notions mathématiques auxquelles conduit la généralisation de l'observation précédente. Or, dans

un article : *Certain Notions in potential Theory*, M. Wiener développe, à l'occasion de ce qu'il appelle : *The im kleinen character of the Dirichlet problem*, des considérations à peu près équivalentes aux miennes.

D'autre part, MM. H.-B. Phillips et N. Wiener ont obtenu une condition de régularité très large et comprenant, en particulier, celle que je donnais sous la rubrique A, ainsi que la condition b, énoncée par M. Bouligand.

Les travaux des Savants américains avaient aussi échappé à M. Bouligand; il convient d'ajouter que, par contre, l'importante Note publiée par M. Bouligand, en 1919, semble être restée inconnue des Américains. Maintenant que ces efforts parallèles ne s'ignorent plus, on peut espérer qu'ils seront plus fructueux encore ([1]).

ANALYSE MATHÉMATIQUE. — *Domaines infinis et cas d'exception du problème de Dirichlet*. Note de M. **Georges Bouligand**, présentée par M. Henri Lebesgue.

MM. H. B. Philip's et N. Wiener ont donné sur le problème de Dirichlet (classique ou élargi) des résultats dépassant parfois ceux de ma Note $\mathfrak{N}$ du 2 janvier, entre autres une condition très générale de possibilité du problème au sens classique ([2]). Je me propose de montrer qu'on peut tirer de nouveaux résultats d'une hypothèse simple, qui s'appellera ultérieurement *condition* C.

D'après la terminologie de M. Lebesgue ([3]), $\mathfrak{N}$ implique, en un point O de la frontière d'un domaine d, cette condition nécessaire et suffisante de régularité : *annulation de la fonction de Green au sens large* $g(\mathrm{O}, p)$. D'où, après inversion du pôle O et transformation de Lord Kelvin, ce résultat : selon que O est ou non point irrégulier (ou prohibitif) de d, le domaine inverse D, qui s'étend à l'infini, est ou non capable d'une fonction harmonique bornée et périphériquement nulle. Or, en 1919, j'ai abordé à ce point

---

([1]) Je renvoie à la Note ci-dessous de M. Bouligand pour les références aux ravaux de MM. Philips et Wiener. Dans leurs publications, on trouvera des indications bibliographiques se rapportant à d'intéressants Mémoires de MM. O.-D. Kellogg, G.-E. Raynor et Gleason.

([2]) *Journ. of Math. and Phys.* (*Bull. Massach. Inst. of Techn.*), vol. 2, 1923, p. 105, et vol. 3, 1924, p. 26. Note $\mathfrak{N}$ dans le présent recueil, t. 178, 1924, p. 55.

([3]) *Comptes rendus*, t. 178, 1924, p. 349 et suiv.

de vue l'étude des domaines infinis dans une note $\mathcal{N}$ [1]. Les méthodes alors esquissées donnent à la discussion, au moins pour trois dimensions, une précision comparable à celle qu'on obtient en matière de convergence de séries ou d'intégrales, ordre d'idées lié, comme nous allons voir, au problème actuel.

Suivant que D est ou non capable d'une fonction harmonique, bornée et périphériquement nulle, nous dirons qu'il est *exceptionnel* ou qu'il est *normal* (en abrégé D. E. ou D. N.).

Cela posé :

1° L'aire interceptée par un D. E. sur une sphère infiniment grande de centre fixe est à son aire totale dans un rapport qui tend vers un. Toute subdivision d'un D. E. engendre donc au moins un D. N.; chaque fonction V harmonique, bornée et périphériquement nulle dans un D. E., y conserve un signe constant. Supposons que V soit positive et ait pour borne supérieure l'unité. La condition $V \geqq \theta$ $(0 < \theta < 1)$ définit un D. E., capable de $V - \theta$: V tendant en moyenne vers 1 sur la sphère auxiliaire est entièrement déterminée.

2° Emplissons le complémentaire de D de matière conductrice. Pour que D soit exceptionnel, il faut et il suffit que la couche en équilibre sur sa frontière crée dans D un potentiel fini (proportionnel à $1 - V$). On est ramené à trouver la distribution sur un système de conducteurs s'étendant à l'infini. On se bornera au cas où la donnée préalable de l'ensemble singulier de V rend la solution immédiate, à la faveur de ce théorème, donné sous une autre forme par M. Lebesgue : un D. N. n'englobe que des D. N., un D. E. ne se laisse englober que par des D. E. (théor. T).

3° Soit, dans l'espace à n dimensions, un ensemble $\mathcal{E}$ de masses positives, débordant de toute sphère et n'offrant aucune variété à plus de $n - 2$ dimensions. Nous dirons que $\mathcal{E}$ vérifie la *condition* C, si la sommation de la différence de potentiel entre deux points est absolument convergente. On peut alors définir les surfaces équipotentielles : chacune délimite un domaine ouvert qui s'étend à l'infini et ne comprend aucun point de $\mathcal{E}$. Ce domaine est un D. E ou un D. N. suivant que la sommation du potentiel $\mathcal{E}$ converge ou diverge. La convergence est d'ailleurs partout assurée, en dehors de $\mathcal{E}$, dés qu'elle a lieu pour un point (théor. de Harnack) [2].

---

[1] *Comptes rendus*, t. 169, 1919, p. 763 et suiv. Le dernier alinéa de $\mathcal{N}$ est défectueux et précisé par $\mathcal{N}'$.

[2] Notre inversion est opportune. Pour s'en passer il faudrait prendre le bipotentiel $\sum \frac{\mu}{mO.mp}$ d'un ensemblé e de masses positives μ, et pour chaque position

Applications. — Notons d'abord, avec M. Lebesgue, que l'obtention de D. E. devient plus facile à mesure que n grandit, car la décroissance de la solution fondamentale favorise la convergence du potentiel de E. Ainsi, le domaine

$$x_1^2+\ldots+x_{n-1}^2 \geqq 1,$$

normal pour $n=3$, devient exceptionnel à partir de $n=4$. En outre, on obtient à discrétion des D. E. en étalant continûment, sur une multiplicité au plus $n-2$ fois étendue, des masses positives produisant un potentiel fini. Soit $n=3$; prenons pour $\mathcal{E}$ une ligne L comprenant le demi-axe Oz et les cercles de centre O, de rayons 1, 2, ..., n, ... dont les plans contiennent Oz et ont respectivement pour longitudes $0, \frac{\pi}{2}, \frac{\pi}{4}, \frac{3\pi}{4}, \frac{\pi}{8}, \frac{3\pi}{8}, \frac{5\pi}{8}, \frac{7\pi}{8}, \ldots$ On peut engendrer, avec cette armature, des D. E., d'où par inversion des domaines finis dont la frontière offre en O un *élément de Lebesgue*, avec la particularité suivante : on peut y trouver une suite de points M, tels que OM tende vers zéro en grandeur et vers un rayon quelconque en direction. Nous sommes loin du classique rebroussement rentrant !

Régularité ($n=3$). — Pour que D soit *normal*, il suffit que son complémentaire possède une branche infinie B en tube ou en ruban et qu'on puisse tracer, à partir d'un point A, dans le tube ou sur le ruban, une ligne L telle qu'on ait

(1) $$\overline{AM}^2 \,|\log R_M| > K(\widehat{AM})^{1+\alpha} \qquad (K,\ \alpha \text{ constantes positives}),$$

(2) $$\int \frac{d(\widehat{AM})}{MP\,|\log r_M|} \textit{ divergente} \qquad (R_M \textit{ borné}),$$

où M désigne un point courant de L, r_M sa distance minima aux parois du tube ou aux bords du ruban, R_M le rayon d'une sphère de centre M dont l'enveloppe englobe B. Si L n'est pas continue, on ordonne ses tronçons et l'on attribue à un point du $n^{\text{ième}}$ tronçon une abscisse $\widehat{AM}$ qui, à l'origine de ce tronçon, soit la somme des $n-1$ précédents. La condition C intervient pour fournir l'inégalité (1) et pour légitimer ce recours à l'expression

---

de O, substituer aux surfaces équipotentielles les surfaces telles que

$$\sum \frac{\mu}{mO.mp} = \frac{c}{Op}.$$

De ce bipotentiel on passe à des expressions généralisées permettant d'étendre la théorie aux équations du type elliptique.

asymptotique de la différence de potentiel : en faisant serpenter, à l'intérieur d'une gaine indéfinie dont l'extérieur est un D. E. un tube présentant des spires de plus en plus resserrées, j'ai pu rendre l'intégrale (2) divergente bien que l'extérieur de ce tube soit un D. E. (théor. T). Une condition suffisante d'irrégularité est la convergence de l'intégrale déduite de (2) en changeant r_M en R_M.

ANALYSE MATHÉMATIQUE. — *Différences et dérivées.* Note de M. A. **Marchaud**, présentée par M. Henri Lebesgue.

Si l'on considère les différences successives d'une fonction continue par rapport à un accroissement qui tend vers zéro, on obtient des infiniment petits dont les ordres ont un lien étroit avec l'existence des dérivées de la fonction [1]. Je me suis proposé de resserrer autant que possible ce lien.

1. Soit $f(x)$ une fonction *bornée* dans (0, 1). La différence d'ordre n

$$\Delta_h^n f(x) = f(x+nh) - C_n^1 f[x+(n-1)h] + \ldots$$

est définie pour toutes les valeurs de x et de h telles que les points x et $x+nh$ appartiennent à l'intervalle. Si, de plus, on suppose $|h| \leq \delta \leq \frac{1}{n}$, $|\Delta_h^n f(x)|$ admet une limite supérieure $\omega_n[\delta, f(x)]$, ou plus brièvement $\omega_n(\delta)$. Pour les valeurs de δ supérieures à $\frac{1}{n}$, on posera

$$\omega_n(\delta) = \omega_n\left(\frac{1}{n}\right).$$

Lorsque la fonction f est continue, $\omega_1(\delta)$ est ce que M. de la Vallée Poussin appelle son *module de continuité*. Réciproquement, si pour une valeur donnée de n, $\omega_n(\delta)$ tend vers zéro avec δ, $f(x)$ est continue.

$\omega_n(\delta)$ ne peut être d'ordre supérieur à n sans être constamment nul; auquel cas f se réduit à un polynome de degré $n-1$ au plus.

2. Si f admet des dérivées continues jusqu'à l'ordre r inclus, $\delta^{-r}\omega_{r+1}(\delta)$ est infiniment petit avec δ. Réciproquement, si l'intégrale $\int_0 t^{-r-1}\omega_{r+1}(t)\,dt$ converge, la fonction admet, dans (0, 1), des dérivées continues jusqu'à

---

[1] P. Montel, *Sur les polynomes d'approximation* (*Bull. de la S. M. F.*, t. 46, 1918, p. 183).

l'ordre r inclus; et l'on a

$$\omega_1[\delta, f^{(r)}(x)] < \frac{3}{\mathrm{L}\,2} r^2 2^r \int_0^{\delta} t^{-r-1} \omega_{r+1}(t)\, dt.$$

Si l'on suppose $t^{-r}\omega_{r+1}(t)$ seulement infiniment petit, la dérivée d'ordre r peut ne pas exister.

3. La convergence de l'intégrale précédente n'est évidemment pas une condition nécessaire pour l'existence de la dérivée d'ordre r. Pour obtenir des conditions nécessaires et suffisantes, il faut faire intervenir les différences par rapport à des accroissements indépendants (deux au moins). Cela résulte du théorème suivant, démontré par M. L.-E.-J. Brouwer [1], dans le cas où la fonction est continue : « La condition nécessaire et suffisante pour que la fonction $f(x)$, bornée dans $(0,1)$, admette, dans cet intervalle, des dérivées continues jusqu'à l'ordre r inclus, la dernière satisfaisant à la condition

$$|\Delta'_{\delta'} f^{(r)}(x)| < \mathcal{E}(\delta),$$

où $\mathcal{E}(\delta)$ désigne un infiniment petit, est que l'on ait, dans l'intervalle,

$$|\Delta^r_\delta \Delta'_{\delta'} f(x)| \leq \delta^r \mathcal{E}(\delta'). \text{ »}$$

4. Voici une application des résultats précédents. Si une fonction continue $f(x)$ admet, en tout point d'un intervalle, une dérivée seconde généralisée

$$f_2(x) = \lim_{h=0} \frac{f(x+h) + f(x-h) - 2f(x)}{h^2}$$

bornée (continue) dans l'intervalle, la dérivée seconde $f''(x) = \frac{d}{dx} f'(x)$ existe « presque partout » (partout) et coïncide avec f_2 là où elle existe. Le théorème de Schwartz est un cas particulier de cette dernière proposition.

5. Si l'on fait intervenir les dérivées d'ordres non entiers de Riemann-Liouville, on obtient l'énoncé suivant, qui généralise une proposition de M. Montel [2] démontrée d'autre part, pour $\alpha < 1$, par M. H. Weyl [3]:

Si l'intégrale

$$\int_0 t^{-\alpha-1} \varpi_{r+1}(t)\, dt \qquad (0 \leq r < \alpha < r+1)$$

---

(1) *Over Differentie quotienten en differentialquotienten* (*K. Akad. v. Wetensch. te Amsterdam*, juin 1908).

(2) Mémoire cité, p. 183.

(3) *Bemerkungen zum Begriff der Differentialquotienten gebrochener Ordnung* (*Vierteljahrsschrift in Zürich*, 1917).

converge, la fonction f admet, dans $(0, 1)$, des dérivées continues jusqu'à l'ordre α inclus. Dans le cas où f s'annule sur un ensemble de $r+1$ points, la dérivée d'ordre α satisfait aux relations

$$|f^{(\alpha)}(x)| < \gamma(r) \int_0^1 t^{-\alpha-1} \omega_{r+1}(t)\, dt,$$

$$\omega_1[\delta, f^{(\alpha)}(x)] < \gamma(r) \int_0^\delta t^{-\alpha-1} \omega_{r+1}(t)\, dt,$$

où $\gamma(r)$ désigne une fonction de r seul.

Si l'on suppose $t^{-\alpha} \omega_{r+1}(t)$ seulement infiniment petit, la dérivée d'ordre α peut ne pas exister.

Plus généralement, on peut supposer l'intégrale

$$\int_0 t^{-\alpha-1} \omega_n(t)\, dt \qquad (n > r+1)$$

convergente.

Il n'est pas possible d'obtenir des conditions nécessaires et suffisantes pour l'existence de la dérivée d'ordre α, non entier, en considérant uniquement les différences d'ordres entiers, même par rapport à des accroissements indépendants.

6. Les résultats qui précèdent s'établissent en utilisant les propriétés élémentaires des différences. L'extension aux fonctions de plusieurs variables se fait simplement grâce à la proposition suivante : si la fonction donnée f s'annule, dans $(0, 1)$, sur un ensemble de n points, distincts ou non, l'ordre de chacun d'eux étant $\leqq p$, et si, de plus, l'intégrale $\int_0 t^{-p} \omega_n(t)\, dt$ converge, on a dans tout l'intervalle :

$$|f(x)| < \mathrm{E}. \int_0^1 t^{-p} \omega_n(t)\, dt,$$

où E désigne une constante qui dépend seulement de l'ensemble.

THÉORIE DES MARÉES. — *Sur les caractères topographiques de la surface de l'onde marée dans les mers ouvertes.* Note de M. **E. Fichot**, présentée par M. Ch. Lallemand.

Les lignes cotidales et les lignes cofluctuales, jointes aux lignes d'égal décalage entre la marée et le courant, ainsi qu'aux lignes d'égale amplitude

du mouvement vertical ou horizontal, suffisent, comme je l'ai montré dans deux Notes concernant les mers assimilables à un détroit ([1]), à définir complètement le régime de la marée en tout point du domaine amphidromique considéré, mais non pas la forme de l'onde marée envisagée dans son ensemble. L'amplitude variant d'un point à l'autre, il est clair, en effet, que, contrairement à l'illusion d'un observateur local, la pleine mer ne se produira généralement pas lorsque le point considéré sera atteint par la crête de l'intumescence.

En conservant les mêmes notations, et représentant par ζ la dénivellation, comptée positivement au-dessus du niveau moyen, l'équation de la surface libre de l'onde à l'époque t sera

$$\zeta = \frac{\mu^2}{g} r \cos(\mu t - \theta) = \frac{2\mu^2\sqrt{\rho}}{g} \cos\mu t \cos\frac{\mu x}{c} \operatorname{ch}\frac{2\omega y}{c}\left(\operatorname{tang}\frac{\mu x}{c} + \operatorname{tang}\mu t \operatorname{th}\frac{2\omega y}{c}\right).$$

Cette surface est coupée par le plan de niveau moyen suivant les lignes nodales instantanées données par

$$\theta = \mu t \pm \frac{\pi}{2},$$

équation qui définit les lignes cotidales correspondant aux époques $t \pm \frac{\tau}{4}$, τ étant la période.

L'équation de la surface montre d'ailleurs que toutes les courbes de niveau sont, en projection horizontale, asymptotes à ces lignes nodales. Tout plan vertical parallèle à l'axe de l'amphidromie coupe la surface suivant une sinusoïde

$$\zeta = a \sin\frac{\mu}{c}(x - \alpha),$$

$$a = \frac{2\mu^2\sqrt{\rho}}{g}\left(\cos^2\mu t + \operatorname{sh}^2\frac{2\omega y}{c}\right)^{\frac{1}{2}}, \qquad \operatorname{tang}\frac{\mu\alpha}{c} = -\operatorname{tang}\mu t \operatorname{th}\frac{2\omega y}{c}.$$

Si donc on considère une sinusoïde de période $\frac{2c\pi}{\mu}$ dont les nœuds restent constamment sur les lignes nodales, son amplitude verticale a variant suivant la loi ci-dessus, cette sinusoïde engendrera la surface de l'onde.

Cette surface n'a pas de sommets, les points amphidromiques sont pour elles des centres et les points d'altitude $\frac{2\mu^2\sqrt{\rho}}{g}\cos\mu t$ qui se projettent suivant les ventres ou *points morts*, où le courant reste constamment nul, sont

([1]) *Comptes rendus*, t. 174, 1922, p. 743; t. 176, 1923, p. 1292.

des *cols*. En ces points, les directions des axes de l'indicatrice et, par suite, celles des lignes de faîte et de thalweg de la surface, sont données par

$$\operatorname{tang} 2\alpha = \frac{4\mu\omega}{\mu^2 + 4\omega^2} \operatorname{tang} \mu t.$$

Chaque ondulation positive ou négative possède ainsi, sur la verticale du point mort médian, un col d'où se détachent une ligne de faîte (ou de thalweg) tendant à devenir asymptote à la courbe, lieu des sommets de la sinusoïde génératrice de l'ondulation, puis, orthogonalement, une ligne de thalweg (ou de faîte) qui rejoint asymptotiquement la ligne de thalweg (ou de faîte) émanée du col de l'ondulation négative ou positive contiguë (¹). En projection horizontale, les lignes de faîte ou de thalweg tournent donc *autour des points morts* comme les lignes cofluctuales, tandis que les lignes cotidales tournent *autour des points amphidromiques*. Quant à la courbe, lieu des sommets de la sinusoïde génératrice, elle n'est pas, au voisinage du col, une ligne de plus grande pente, mais à une certaine distance de l'axe, elle se rapproche indéfiniment de la crête de l'onde; sa projection horizontale, qui n'est autre que la ligne cofluctuale, lieu des points où le courant est maximum à l'instant t considéré, est asymptote, comme la projection de la ligne de faîte, à la ligne cotidale, lieu de la pleine mer à cet instant.

Les lignes de faîte et de thalweg ne se projettent suivant des lignes cotidales qu'aux heures cotidales 0 ou VI (mer pleine ou basse aux points morts) : elles sont alors constituées sur la surface par des courbes verticales

$$\zeta = \pm \frac{2\mu^2\sqrt{\rho}}{g} \operatorname{ch} \frac{2\omega y}{c}$$

et les portions successives de la sinusoïde génératrice elle-même

$$\zeta = \frac{2\mu^2\sqrt{\rho}}{g} \sin \frac{\mu x}{c},$$

orthogonale aux précédentes.

Aux heures cotidales III et IX (dénivellation nulle sur l'axe), on a pour lignes nodales l'axe d'amphidromie et ses perpendiculaires menées des points morts, les cols sont à l'altitude zéro; en ces points, l'indicatrice a ses asymptotes dirigées suivant les axes et les lignes de faîte et de thalweg, rapportées aux cols, sont données par l'équation

$$\operatorname{ch} \frac{2\omega y}{c} \left(\cos \frac{\mu x}{c}\right)^{\frac{4\omega^2}{\mu^2}} = 1;$$

(¹) Sauf le cas de l'heure cotidale 0 ou VI examiné ci-dessous.

ces courbes sont respectivement asymptotes aux lignes droites de pleine et basse mer qui partent des points amphidromiques normalement à l'axe.

Tous ces résultats subsistent quand bien même les cols n'ont qu'une existence virtuelle (Manche).

MÉCANIQUE. — *Sur le mouvement d'un point matériel de masse variable avec la force vive soumis à l'action d'un champ de force avec surfaces équipotentielles de révolution.* Note de M. R. **Dugas**, présentée par M. L. Lecornu.

Nous avons étudié précédemment [1] le mouvement d'un point de masse $m(T)$ variable avec la force vive, soumis à une force centrale. Dans le cas le plus général où le théorème des aires subsiste on obtient, par la même méthode, un résultat analogue.

Si nous supposons que la fonction des forces existe, elle sera, en coordonnées semi-polaires ρ, θ, z, une fonction de ρ et z seuls :

$$(1) \qquad U = U(\rho, z);$$

d'où

$$(2) \qquad m = m(T) = m(U + h) = \psi(\rho, z);$$

m est une fonction de ρ, z, et des données initiales.

Les équations de Lagrange s'écrivent :

$$(3) \qquad \left\{ \begin{aligned} &\frac{d}{dt}(mz') = \frac{\partial U}{\partial z}, \\ &\frac{d}{dt}(m\rho') - m\rho\theta'^2 = \frac{\partial U}{\partial \rho}, \\ &m\rho^2\theta' = C. \end{aligned} \right.$$

On en déduit immédiatement les équations différentielles de la trajectoire

$$(4) \qquad \left\{ \begin{aligned} &\frac{d^2 z}{d\theta^2} - \frac{2}{\rho}\frac{dz}{d\theta}\frac{d\rho}{d\theta} = \frac{\partial U}{\partial z}\frac{m\rho^4}{C^2}, \\ &\frac{d^2\frac{1}{\rho}}{d\theta^2} + \frac{1}{\rho} = -\frac{\partial U}{\partial \rho}\frac{m\rho^2}{C^2}, \end{aligned} \right.$$

m étant une fonction de U, les quantités $m\dfrac{\partial U}{\partial \rho}$ $m\dfrac{\partial U}{\partial z}$ sont les dérivées par-

(1) *Comptes rendus*, t. **178**, 1924, p. 547.

tielles en ρ et z d'une fonction $U'(\rho, z)$. Les équations (4) conduisent donc au théorème suivant :

La trajectoire du point de masse $m = \psi(\rho, z)$ soumis à une force dérivant de la fonction $U(\rho, z)$, *est la même que celle du point de masse* 1 *soumis à une force dérivant de la fonction*

$$(5) \qquad U' = \int_a^\rho \psi(\rho, z) \frac{\partial U}{\partial \rho}(\rho, z) d\rho + \int_b^z \psi(a, z) \frac{\partial U}{\partial z}(a, z) dz.$$

La trajectoire une fois obtenue pour le point $m = 1$ et la fonction U', le temps dans le mouvement $m(T)$, U s'obtient par la quadrature

$$(6) \qquad dt = \frac{\psi(\rho, z)\, d\theta\, \rho^2}{C}.$$

La loi du mouvement du point de masse variable est essentiellement différente de celle du point de masse 1 de même trajectoire.

Ce qui précède s'applique en particulier au mouvement de l'électron de masse $m(T)$ soumis : 1° au champ newtonien du noyau O ; 2° à un champ électrique extérieur de direction constante Oz. Dans le cas où le champ extérieur est constant aussi en grandeur, on a le problème dit *de l'effet de Stark*, étudié par Schwartzschild sans tenir compte de la variabilité de la masse.

Il y a lieu de remarquer que les considérations précédentes sont indépendantes du principe de relativité et ne nécessitent que l'hypothèse de la variabilité de la masse. Si l'expression du temps, donnée par (6) est modifiée, celui-ci garde cependant la signification absolue qu'il a en dynamique ordinaire.

AVIATION. — *Sur les différences entre le vol des insectes et celui de l'aéroplane.* Note de M. **Jousset de Bellesme**, présentée par M. E.-L. Bouvier.

Je crois utile d'ajouter à ma Communication précédente quelques détails ayant une grande importance au point de vue du vol des avions.

Un fait capital sur lequel j'ai insisté dans mon Mémoire de 1878 est celui-ci. L'insecte possède la faculté de se maintenir, tout en volant, immobile au même point de l'espace. C'est ce que ne peut pas faire un aéroplane. Cette allure est remarquable chez les Diptères et même chez certains Lépidoptères, comme les Sphinx. La cause qui met obstacle à cette faculté

réside évidemment dans la fausse interprétation donnée jusqu'ici par les auteurs, du mouvement de l'aile. On a dit et répété que ce mouvement est hélicoïdal. Le tracé que l'on obtient en laissant frôler le bout de l'aile d'un insecte contre un cylindre enregistreur est en effet hélicoïdal, mais ce n'est qu'une apparence qui tient à la différence de rigidité du bord externe de l'aile, très souple, avec la nervure interne très rigide. En réalité l'aile ne possède qu'un mouvement alternatif de montée et de descente.

La croyance que l'aile se mouvait en hélice a suggéré au physicien Langley, lorsqu'il a tenté de réaliser un insecte artificiel en se basant sur mes recherches sur le balancier, l'idée d'utiliser une hélice comme moteur pour son aérodrome en 1896; mais l'hélice prenant sur le milieu, air ou eau, un point d'appui oblique, il en résulte qu'elle ne peut faire autrement que de progresser, aussitôt qu'elle est en marche. C'est le cas de l'aéroplane qui est impuissant à s'immobiliser en l'air.

L'insecte, au moment où il le juge à propos peut, en modifiant convenablement l'angle d'inclinaison de ses ailes, obtenir une attaque directe sur l'air, ce qui lui permet l'immobilité. Il aurait alors tendance à s'élever perpendiculairement, mais il se contente sans doute d'obtenir la force ascensionnelle suffisante pour soustraire son corps à l'action de la pesanteur. S'il veut progresser, il lui suffit de modifier légèrement son angle de vibration. Ces différences se voient très nettement lorsque l'on considère avec attention un Diptère immobile dans un rayon de soleil.

Il résulte de ces observations que le même résultat ne pourrait être obtenu pour les avions que par les mêmes moyens, c'est-à-dire par une attaque directe et non oblique sur l'air, comme cela a lieu dans une turbine, par exemple.

Il est donc probable que la question de l'aéroplane demande à être reprise par la base, et l'on a eu tort d'assimiler dès le début la locomotion aérienne à la navigation aquatique. C'est, du moins, ce que nous disent les insectes.

ASTRONOMIE PHYSIQUE. — *Étude photométrique de l'éclipse de Lune du 20 février 1924.* Note de M. **A. Danjon**, présentée par M. A. Cotton.

L'appareil qui m'a servi pour les mesures photométriques est identique à celui que j'ai décrit à propos de l'éclipse du 16 octobre 1921, mais il était monté sur l'équatorial de 49^{cm} de l'Observatoire de Strasbourg. Un biré-

fringent donne deux images de la Lune, tangentes et polarisées à angle droit. On l'oriente de façon à mettre en regard le point le plus éclairé d'une image et le point le plus sombre de l'autre. Un nicol tournant permet d'égaliser les éclats de ces deux parties du limbe, et la lecture de son index, mobile sur un cercle divisé, donne le rapport des éclairements des deux points considérés. Il y a lieu de corriger les nombres bruts de la différence d'albédo des deux régions, qu'on détermine en dehors de l'éclipse, avant que la phase ne soit sensible. Une seconde correction tient compte de ce que le bord le plus éclairé est dans la pénombre, ou dans l'ombre si l'éclipse est totale. Les nombres corrigés donnent alors l'éclairement du bord le plus avancé dans l'ombre, l'éclairement de la pleine lune non éclipsée étant pris pour unité. J'appellerai densité de l'ombre ou de la pénombre le logarithme changé de signe de cette quantité. En effectuant des mesures pendant toute la durée du phénomène, on suit la variation de la densité en fonction de la distance au centre de l'ombre.

L'éclipse de 1921 était presque totale. J'avais pu cependant effectuer les mesures jusqu'au milieu du phénomène, la densité de l'ombre étant relativement faible. Au contraire, je n'ai pu commencer les mesures de la dernière éclipse que quelques minutes avant la sortie de l'ombre, la densité de celle-ci étant trop grande : l'extinction donnée par l'analyseur tournant ne permettait pas d'affaiblir suffisamment l'éclat du bord brillant pour l'égaler à celui du bord éclipsé. L'ombre de la Terre a donc été, lors de cette dernière éclipse, *nettement plus sombre* qu'en 1921. Les mesures ne sont devenues possibles qu'à 3′ du bord de l'ombre géométrique, où la densité était 4,0 au lieu de 3,5 en 1921. Au bord même de l'ombre, la densité était encore 3,02, au lieu de 2,90. Au delà, dans la pénombre, les deux séries de mesures se rapprochent, et deviennent concordantes à 3′ du bord de l'ombre, pour le rester jusqu'à la limite de la pénombre.

Les courbes de densité en fonction de la distance au centre de l'ombre présentent une inflexion marquée en un point situé à 50″ environ à l'extérieur du bord de l'ombre géométrique. Seeliger avait prévu cette inflexion, qui explique l'agrandissement apparent de l'ombre, qu'on doit augmenter de $\frac{1}{50}$ de sa valeur dans le calcul des contacts. Mais la courbe théorique de densité calculée par Seeliger donne une variation beaucoup trop lente de la densité.

J'ai montré (¹) que la densité de l'ombre est en relation avec l'activité

(¹) *Comptes rendus*, t. 171, 1920, p. 1127 et 1207.

solaire. J'annonçais un prochain changement pour l'époque 1923, $4 \pm 0,4$, les éclipses antérieures à cette date devant être claires, et elles l'ont été, les éclipses immédiatement postérieures devant être grises et sombres. Les événements paraissent confirmer la prévision. Dans une récente Communication [1] M. J. Guillaume, dont les statistiques de taches solaires font autorité, écrit ceci : « L'apparition de trois nouveaux groupes (il y en avait eu un au mois de juin) dans les parallèles supérieurs à $\pm 20°$ semble marquer le commencement d'un nouveau cycle d'activité » (observations du troisième trimestre de 1923).

D'autre part, la dernière éclipse a été indubitablement sombre et grise. Mes mesures confirment pleinement les observations communiquées récemment par M. Esclangon.

Il resterait à expliquer la relation entre la densité de l'ombre et l'activité solaire, ou tout au moins, à localiser la cause des variations observées. On peut songer à deux ordres très différents de phénomènes, dont le siège serait, soit l'atmosphère terrestre, dont l'opacité changerait avec l'état du Soleil, soit les parties extérieures du Soleil, dont l'éclat subirait des fluctuations. Il semble dès maintenant possible d'écarter cette dernière hypothèse [2]. Ce sont vraisemblablement des changements périodiques d'opacité de notre atmosphère que décèlent les éclipses de Lune. A l'appui de cette hypothèse je puis invoquer les mesures du coefficient d'absorption de l'atmosphère effectuées en collaboration avec M. E. Bauer, à l'Observatoire Vallot, au mont Blanc, précisément en vue de rechercher une variation possible. Les valeurs du coefficient obtenues en 1923 sont nettement supérieures à celles de 1922.

OPTIQUE. — *Les états mésomorphes et la biréfringence magnétique.* Note [3] de M. L. **Royer**.

Pour expliquer le fait que certains liquides placés dans un champ magnétique deviennent biréfringents, MM. Cotton et Mouton [4] admettent que

---

(1) *Comptes rendus*, t. 178, 1924, p. 553.

(2) Le spectre de la Lune éclipsée montre d'ailleurs uniquement les raies d'absorption de l'air. On n'y a jamais relevé les raies de la couronne, qui ne doit donner qu'un éclairement insensible.

(3) Séance du 17 mars 1924.

(4) Cotton et Mouton, *Ann. Ch. et Phys.*, t. 20, 1910, p. 194.

cette biréfringence résulte d'une orientation des molécules par le champ magnétique. M. Langevin [1] a développé une théorie de la biréfringence magnétique en admettant que des molécules anisotropes subissent une orientation par le champ magnétique. Il y donne certaines lois quantitatives qui ont été vérifiées par l'expérience. Nous avons essayé d'appliquer ces mêmes lois aux corps mésomorphes, dont on a interprété aussi la biréfringence par une orientation spontanée des molécules.

I. En désignant par n_0 l'indice du liquide isotrope, par n_1 et n_2 les indices extraordinaire et ordinaire de ce même liquide rendu biréfringent par orientation des axes moléculaires, on doit trouver : $a = \frac{n_1 - n_0}{n_2 - n_0} = -2$. Connaissant la loi de variation de l'indice de réfraction en fonction de la température pour le domaine isotrope d'un corps mésomorphe, nous pouvons calculer un indice fictif n_0 pour une température située dans le domaine de l'état mésomorphe. En combinant les valeurs ainsi obtenues avec les valeurs observées pour l'indice ordinaire et extraordinaire de différents corps mésomorphes, nous obtiendrons une valeur pour a. On trouve $a = -2$ avec une approximation plus ou moins bonne suivant l'exactitude des mesures des différents auteurs. Cette valeur est la même pour toutes les longueurs d'ondes. Comme exemple nous citerons l'éthoxybenzalamino-méthylcinnamate d'éthyle.

D'après les mesures de MM. Dorn et Lohmann [2] on trouve pour a les valeurs suivantes :

Longueur d'onde de la lumière employée :

$\lambda = 5893$ U. A.

Températures.	$a = \frac{n_1 - n_0}{n_2 - n_0}$.
115°	−2,07
110	−2,04
105	−2,05
100	−2,09
95	−2,09
90	−2,09
40	−2,04

$\lambda = 6708$ U. A.

40	−1,95

$\lambda = 5461$ U. A.

40	−1,96

(1) LANGEVIN, *Le Radium*, t. 7, 1910, p. 249.

(2) DORN et LOHMANN, *Ann. der Phys.*, t. 29, 1909, p. 533.

II. La dispersion de la biréfringence magnétique suit la loi de Havelock :

$$\frac{1}{n_1^2 - 1} - \frac{1}{n_2^2 - 1} = \text{const.}$$

Dans le cas des corps mésomorphes cette loi ne se trouve pas toujours vérifiée. Dans un corps cholestérique, le cyanobenzalaminocinnamate d'amyle, il y a des écarts qui paraissent être systématiques. La valeur de $\frac{1}{n_1^2 - 1} - \frac{1}{n_2^2 - 1}$ semble être plus grande pour les courtes longueurs d'ondes que pour la partie rouge du spectre. Pour d'autres corps on peut considérer la loi comme vérifiée.

III. La théorie de la biréfringence magnétique prévoit que celle-ci diminue quand la température croît et que la variation est plus rapide que celle de l'inverse de la température absolue. Ces faits se retrouvent dans tous les corps mésomorphes considérés.

Il y a donc analogie frappante entre les corps montrant la biréfringence magnétique et ceux montrant l'état mésomorphe. Le signe optique de l'immense majorité des corps présentant la biréfringence magnétique est positif ; de même tous les corps mésomorphes sont positifs, le signe négatif des corps cholestériques n'étant qu'apparent [1].

Les deux groupes de corps présentent des ressemblances remarquables au point de vue chimique. Ce sont à peu d'exceptions près, des corps organiques à molécules lourdes ayant une direction privilégiée. Les mêmes facteurs qui dans certains corps favorisent la production de la biréfringence magnétique ou son augmentation donnent naissance dans d'autres corps à l'état mésomorphe ou élargissent son domaine de stabilité. Inversement les corps d'un certain type dépourvus de biréfringence magnétique ne montrent pas non plus l'état mésomorphe, telles les combinaisons cycliques saturées.

On est ainsi amené à considérer le mécanisme du phénomène comme étant le même dans les deux cas. La biréfringence magnétique est due à l'orientation de molécules anisotropes par un champ magnétique extérieur ; l'état mésomorphe est dû à une orientation mutuelle spontanée des molécules par un champ moléculaire.

---

[1] G. Friedel, *Ann. de Phys.*, t. **18**, 1922, p. 393.

PHYSIQUE. — *Excitation des spectres de l'argon, du krypton et du xénon* Note de M. **Georges Déjardin**, présentée par M. A. Cotton.

L'argon, le krypton et le xénon possèdent deux spectres entièrement distincts, désignés généralement sous les noms de *premier* et de *second* spectres. L'étude de la décharge lumineuse dans un tube sans électrodes a permis récemment [1] de décomposer le second spectre de ces gaz en trois groupes correspondant à des degrés d'excitation croissante de l'atome et désignés par les symboles E_1, E_2, E_3.

J'ai obtenu la même différenciation en étudiant le développement du spectre de chacun des gaz considérés sous l'action excitatrice d'électrons de vitesse croissante. La présente Note complète, à cet égard, quelques Notes antérieures [2] relatives à l'argon et au krypton; elle a également pour objet d'indiquer très sommairement les conditions d'excitation des différents spectres du xénon.

Les appareils utilisés dans cette étude sont des tubes à trois ou quatre électrodes, dans lesquels la source d'électrons est un filament de tungstène incandescent. Ces tubes contiennent le gaz étudié sous une pression variant entre quelques centièmes de millimètre et 1^{mm} de mercure environ [3]. L'étude des variations : 1° du courant d'ionisation, 2° du courant total produit par les électrons, en fonction du potentiel accélérateur, permet de déterminer avec précision les potentiels critiques du gaz (sauf le plus élevé). La plupart des observations d'ordre spectroscopique ont été faites par la méthode photographique; *elles s'étendent entre* 7000 Å *et* 2300 Å.

L'émission du premier spectre est observée dès que le potentiel accélérateur des électrons dépasse le *potentiel d'ionisation* ayant, pour chacun des trois gaz, la valeur suivante :

Argon	15,2 ± 0,2 volt
Krypton	12,7 »
Xénon	10,9 »

Le premier spectre est donc émis par l'*atome neutre* qui, après avoir été

(1) L. Bloch, E. Bloch et G. Déjardin, *Comptes rendus*, t. 178, 1924, p. 766.

(2) *Comptes rendus*, t. 172, 1921, p. 1347 et 1482; t. 176, 1923, p. 894.

(3) Les échantillons de gaz utilisés ont été spécialement préparés par M. A. Lepape.

ionisé, reprend par étapes successives l'état normal. Il constitue, suivant la terminologie courante, le *spectre d'arc* de chaque gaz.

Le second spectre est constitué par trois groupes correspondant à des tensions d'excitation de plus en plus élevées. A part quelques raies douteuses, *ces groupes peuvent être identifiés avec les trois spectres* E_1, E_2 *et* E_3 *fournis par la méthode de la décharge oscillante dans un tube sans électrodes.*

1° Il existe, pour le spectre E_1, deux limites d'excitation dont la netteté relative dépend de la pression et de l'intensité du flux d'électrons qui traverse le gaz. La plus faible ne peut être décelée que lorsque la pression est relativement élevée et le bombardement électronique suffisamment intense.

Argon......	19,0 ± 0,5 volt	34,0 ± 0,5 volt
Krypton....	15,5 »	28,25 »
Xénon......	13,0 »	24,25 »

La différence entre ces potentiels est, pour chaque gaz, égale au *potentiel d'ionisation*, correspondant à l'excitation du spectre d'arc. Le spectre E_1 doit être attribué à des ions monovalents, c'est-à-dire être considéré comme le *spectre d'étincelle du premier ordre*. Le premier seuil d'excitation de ce spectre n'est autre que le potentiel d'ionisation de l'ion monovalent. Le second correspond à l'extraction simultanée de deux électrons périphériques (potentiel d'ionisation double de l'atome neutre).

2° Les raies les plus intenses du spectre E_2 apparaissent lorsque le potentiel accélérateur dépasse la valeur critique suivante :

Argon........................	70 ± 2 volts
Krypton........................	59 »
Xénon........................	51 »

Un grand nombre d'autres raies, dont l'évolution est absolument analogue, sont visibles sur les clichés pour des tensions légèrement supérieures. Elles se développent progressivement et atteignent leur intensité maximum lorsque le potentiel appliqué dépasse de 15 volts environ le potentiel minimum d'excitation.

L'homogénéité du spectre E_2 est au moins comparable à celle du spectre E_1, dont il diffère d'une manière extrêmement nette (de même que le spectre E_1 diffère du spectre d'arc). On est donc en droit d'affirmer avec une haute probabilité qu'il est émis par des centres distincts et vraisemblablement par des ions doublement chargés (*spectre d'étincelle du second ordre*).

3° Un grand nombre de raies du second spectre, dont l'intensité est cependant notable dans le spectre des tubes de Plücker (illuminés par de

puissantes décharges condensées), sont invisibles sur les clichés correspondant aux tensions les plus élevées (100 volts). D'autres raies apparaissent très faiblement dans ces conditions, mais elles se distinguent nettement des raies E_1 et E_2 par leur évolution particulière. Avec la méthode de la décharge oscillante, ces raies d'excitation très élevée se rangent effectivement parmi celles qui apparaissent les dernières et demeurent courtes pour des potentiels de décharge considérables. Elles ont donc vraisemblablement pour véhicules des *ions portant au moins trois charges élémentaires*.

Les potentiels d'excitation des différents spectres de l'argon, du krypton et du xénon sont très sensiblement proportionnels entre eux. Le tableau suivant renferme (première colonne) les rapports des énergies d'ionisation double et simple et (deuxième colonne) les rapports du potentiel d'excitation du spectre E_2 au potentiel d'excitation du premier spectre.

Argon	2,24	4,61
Krypton	2,22	4,65
Xénon	2,22	4,68

Ces rapports sont égaux dans les limites de précision des déterminations. Ce résultat met nettement en évidence l'analogie de structure des couches électroniques où prennent naissance les spectres d'ordres successifs des trois gaz considérés.

SPECTROSCOPIE. — *Sur la largeur des raies dans le spectre d'étincelle de l'hydrogène.* Note de M^lle **M. Hanot**, présentée par M. A. Cotton.

Beaucoup d'auteurs ont signalé les « raies larges » qui caractérisent le spectre d'arc ou d'étincelle de l'hydrogène à la pression atmosphérique et les ont opposées aux « raies fines » obtenues à basse pression avec le tube de Geissler. Je me suis proposé, en partant d'une définition précise de la largeur d'une raie, de mesurer la largeur des premières raies de la série de Balmer et de chercher comment elle dépend de la pression.

Mais Hemsalech (1) a indiqué que si l'on ajoute dans le circuit de la décharge une self suffisante, les raies données par l'étincelle sous la pression atmosphérique sont nettes et fines comme elles le sont dans le tube de Geissler. Il convient donc en premier lieu de rechercher si l'augmentation de pression est bien la cause déterminante de l'élargissement constaté,

(1) *Journ. de Phys.*, 3e série, t. 8, 1899, p. 652.

ou si au contraire ce phénomène dépend dans une large mesure de la nature du circuit, que l'on peut caractériser par la période de l'étincelle et son amortissement. C'est ce travail préliminaire qui fait l'objet de la présente Note.

Si l'intensité lumineuse maxima au centre d'une raie spectrale est I_0, sa largeur est définie par l'intervalle des longueurs d'onde correspondant à l'intensité $\frac{I_0}{2}$.

Pour déterminer cette largeur, j'ai photographié les raies à étudier au moyen d'un réseau de Rowland donnant dans la région du spectre 5,6 A par millimètre; les clichés obtenus ont été étudiés avec le microphotomètre de Fabry et Buisson [1] qui permet de mesurer en chaque point la densité D du cliché. Cette grandeur est reliée à l'intensité I par la relation

$$D = \gamma \log I + c, \tag{1}$$

γ étant un coefficient sensiblement constant pour une même plaque et une même région spectrale et indépendant du temps de pose.

J'ai employé une étincelle de 1^{mm} à 2^{mm} de longueur, jaillissant entre deux électrodes de platine dans une atmosphère d'hydrogène à la pression de $1^{kg},2$; elle est produite par la décharge d'un condensateur de $0^{\mu f},005$; une self additionnelle et une résistance liquide variable à sulfate de cuivre permettent de faire varier sa période et son amortissement.

Le caractère de l'étincelle a été étudié au miroir tournant par l'observation visuelle et par la photographie. En particulier, j'ai vérifié que si le circuit de décharge se compose simplement de l'éclateur et des fils qui le réunissent au condensateur, l'étincelle est oscillante et très amortie; j'ai déterminé la résistance R_c qu'il faut ajouter à ce circuit pour obtenir l'amortissement critique. Il est réalisé dans mes expériences par une colonne de la solution de SO^4Cu d'une longueur de 6^{mm} (environ 18^{ω}).

I. *Effet de l'amortissement*. — Les raies H_β et H_γ ont été photographiées :

1° Dans le cas de l'étincelle oscillante amortie (R faible);

2° Dans le cas de l'amortissement critique ($R = R_c$);

3° Dans le cas d'un amortissement plus grand ($R = 2,5 R_c$);

et j'ai construit, pour chaque cas, les courbes représentant les densités des clichés en fonction de la longueur d'onde (ces courbes seront publiées dans un autre recueil, ainsi que la description détaillée des expé-

---

[1] *J. de Phys.*, 6e série, t. 5, 1919, p. 37, et *Revue d'Optique*, t. 3, 1924, p. 1.

riences). Ces courbes se déduisent l'une de l'autre par translation, ce qui, d'après la relation (1), prouve que *la répartition de l'énergie lumineuse est la même dans les trois spectres, c'est-à-dire qu'elle ne dépend pas du caractère oscillant ou non oscillant de l'étincelle.*

D'autre part, des plages de comparaison imprimées sur la même plaque en modifiant l'éclairement par des diaphragmes de diamètres connus permettent de déterminer la valeur de la constante γ et par conséquent de déduire des courbes la valeur des longueurs d'onde pour lesquelles l'intensité lumineuse est réduite à la moitié de sa valeur maxima. J'ai ainsi déterminé la largeur de quelques raies; dans les cas indiqués ci-dessus, j'ai trouvé 10 A pour H_α, 38 A pour H_β, 50 A pour H_γ, 65 A pour H_δ; ces résultats peuvent être considérés comme exacts à 3 A près.

II. *Effet des variations de période.* — J'ai étudié également les raies obtenues en ajoutant dans le circuit une bobine qui en augmente la self-induction. Dans ce cas, les courbes obtenues au microphotomètre sont plus pointues : *la largeur des raies diminue à mesure que la période du circuit augmente.* On se rendra compte de l'importance de l'effet observé par les nombres que voici, obtenus par la même méthode que les précédents :

Valeur approximative de la période.	$0,3 \times 10^{-6}$ sec.	$1,2 \times 10^{-6}$ sec.	$4,5 \times 10^{-6}$ sec.
Largeur de H_β	38A	20A	10A
Largeur de H_γ	50	35	15

On peut sans doute rapporter ces résultats à un effet de température ou de pression; en effet, l'augmentation de la self, en diminuant l'intensité initiale du courant électrique $\left(\text{proportionnelle à } \sqrt{\frac{C}{L}}\right)$, diminue l'élévation instantanée de température et de pression produite par le passage de l'étincelle; cette augmentation de pression et cette élévation de température, localisées d'abord dans l'espace très étroit occupé par l'étincelle, se propagent ensuite avec une vitesse finie : la valeur à laquelle correspond l'émission lumineuse est d'autant plus élevée que le dégagement d'énergie est plus brusque, c'est-à-dire la période $2\pi\sqrt{LC}$ plus courte. Des expériences en cours ont pour but de vérifier si ces hypothèses sont admissibles et de préciser davantage le problème de la relation entre la pression et la largeur des raies, problème qui se trouve compliqué du fait que les conditions dans lesquelles se produit l'émission ne dépendent pas uniquement de la température et de la pression qui règnent dans l'ensemble de l'enceinte.

ÉLECTRICITÉ. — *Sur la décomposition des systèmes triphasés ne satisfaisant pas à la condition que la somme des vecteurs représentatifs est zéro.* Note [1] de M. **Louis G. Stokvis**, transmise par M. Blondel.

Nous avons démontré dans des Notes antérieures [2] que les vecteurs représentant les tensions et les intensités d'un système triphasé déséquilibré pouvait être décomposé dans deux systèmes équilibrés tournant en sens inverse, à condition que la somme de ces vecteurs soit zéro. Cette condition est remplie pour les courants de phase si le neutre n'est pas à la terre, mais elle cesse d'être satisfaite si ce n'est pas le cas. Pour les tensions de phase, cette condition *peut* être remplie, mais elle ne l'est pas nécessairement, car la loi de Kirchhoff n'est pas applicable aux tensions.

Si la somme des vecteurs représentant les tensions ou les courants de phase est zéro, chacun des vecteurs peut être représenté par la somme vectorielle de sa composante synchrone (désignée par l'indice s) et sa composante inverse (désignée par l'indice i). Cette propriété peut être déduite soit par un raisonnement purement géométrique, soit par un raisonnement purement électrique.

Soit (1-2-3) un triangle arbitrairement choisi, soit O un point également choisi arbitrairement, soit G le centre de gravité du triangle. Désignons :

(1 — 2) par A ;	(2 — 3) par B ;	(3 — 1) par C ;
(o — 3) par a ;	(o — 1) par b ;	(o — 2) par c ;
(G — 3) par a' ;	(G — 1) par b' ;	(G — 2) par c'.

Nous appellerons le système (abc) le système général, le système $(a'b'c')$ le système réduit, et (ABC) le système composé.

Soit le déplacement du point neutre par rapport au centre de gravité $(G - O) = f$; et appelons la composante synchrone du système composé A_s, la composante inverse A_i, la composante synchrone du système réduit a_s et la composante inverse a_i.

Comme ces deux systèmes répondent à la condition que leur somme vectorielle est zéro, nous trouvons facilement en appliquant les théories déjà exposées :

$$A_s = j\sqrt{3}\,a_s \quad \text{et} \quad A_i = j\sqrt{3}\,a_i. \tag{1}$$

---

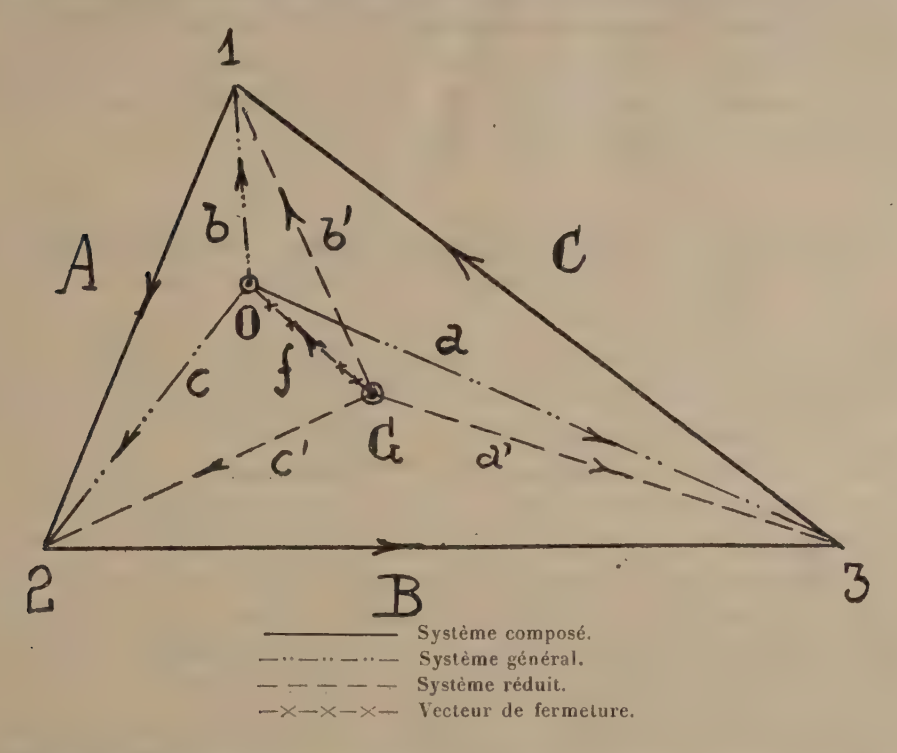
[1] Séance du 17 mars 1924.

[2] *Comptes rendus*, t. 159, 1914, p. 46 ; t. 174, 1922, p. 1418-1420.

L'on peut démontrer par la géométrie vectorielle que

(2) $$a + b + c + 3f = 0.$$

Le déplacement f n'est donc autre qu'un tiers du vecteur qui ferme la tracée des trois vecteurs *abc* dont la somme n'est *pas* zéro.



Si nous additionnons au vecteur de chaque phase le vecteur f, nous obtenons un système qui obéit de nouveau aux lois précédentes et la décomposition devient possible.

Pour la phase 1 nous obtenons [voir équation (1)].

(3) $$b = b' + f = \frac{1}{i\sqrt{3}}(B_s + B_i) + f.$$

L'équation (3) nous apprend que, si la somme des vecteurs de phase n'est pas zéro, on peut superposer à chaque vecteur de phase un vecteur f défini par l'équation (2) et que nous appellerons le vecteur de fermeture, car il ferme le tracé vectoriel.

Si les vecteurs de phase représentent des tensions, la superposition du vecteur de fermeture au vecteur de phase, dont la somme est zéro, ne change

pas les tensions composées; le triangle est uniquement déplacé du même montant. Ceci s'explique électriquement, car des tensions de même grandeur, introduites dans chaque phase, déplacent le point neutre, mais n'ont aucune influence sur les tensions composées.

Par un raisonnement analogue pour les courants, on arrive à la conclusion suivante : Dans un système de trois vecteurs, dont la somme n'est pas zéro, chaque vecteur peut être décomposé en trois vecteurs dont l'un est le même pour chaque vecteur (vecteur de fermeture) et les deux autres les composantes synchrone et inverse du système réduit.

CHIMIE PHYSIQUE. — *Viscosité des mélanges deux à deux d'acide sulfurique, de potasse et de soude.* Note de M. **L.-J. Simon.**

Le diagramme que reproduit la figure 1 a été construit en portant en abscisses les proportions centésimales d'acide sulfurique et d'alcali employés en solution de même titre moléculaire $\theta = 1$ et en portant en ordonnées les valeurs de la viscosité du mélange à la température de 15°.

Quantitativement et qualitativement le cas du sodium se distingue de l'autre : quantitativement, la viscosité des sulfates de sodium est notablement plus élevée que celle des sulfates de potassium ; qualitativement, on observe que les deux sels mono et bialcalin se mettent en évidence sur le diagramme, mais de manière opposée pour les deux métaux, alors que le sulfate monosodique offre le minimum de viscosité, pour le potassium, c'est le sulfate bipotassique. Et il en est de même pour le rubidium (*fig.* 2), pour lequel une expérience de comparaison a été instituée avec des solutions de titre moléculaire moitié des précédents.

Si l'on tient compte du titre moléculaire des sulfates dissous en admettant

$$SO^4H^2 + M(OH) = SO^4MH + H^2O,$$
$$SO^4H^2 + 2M(OH) = SO^4M^2 + H^2O,$$

c'est-à-dire que dans la figure 1 les sulfates SO^4MH sont au titre $\theta = 0,5$ et les sulfates SO^4M^2 au titre $\theta = 0,33$, on peut conclure que SO^4K^2 et SO^4KH ont une viscosité moléculaire voisine, sous le même titre — 124,8 et 122,3 pour $\theta = 0,5$ — alors que, au contraire, SO^4Na^2 et SO^4NaH ont des viscosités notablement distinctes : environ 129 et 139.10^{-4} pour $\theta = 0,5$ à 15°.

Pour pouvoir faire ces comparaisons : c'est-à-dire pour avoir la valeur de

la viscosité pour une concentration déterminée à toute température comprise entre deux valeurs fixées et d'autre part la viscosité pour des concentrations variables à une température déterminée, on a opéré comme suit :

Pour chaque dilution on fait une série de mesures — une dizaine — à des températures comprises entre le voisinage de 0° et le voisinage de 30°. En

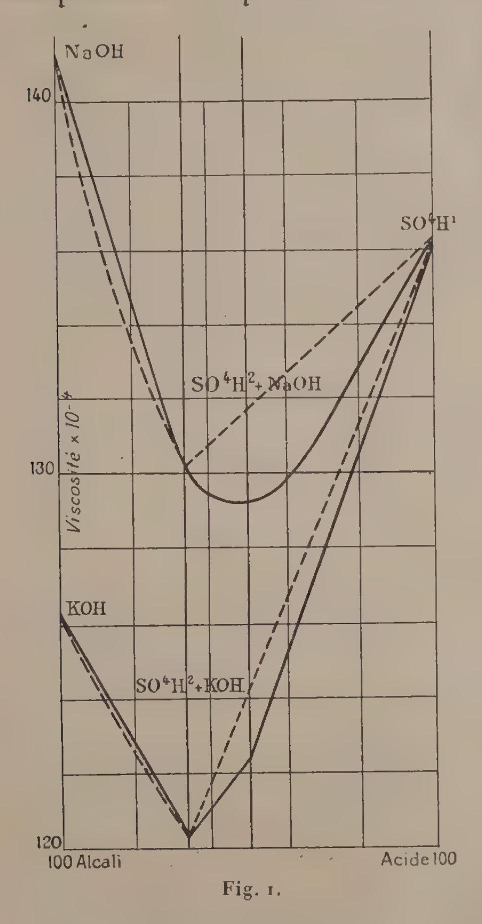


Fig. 1.

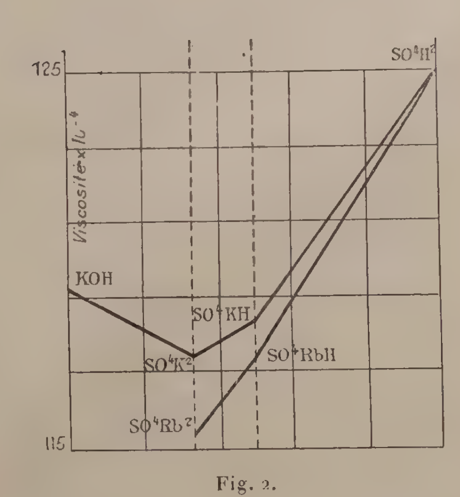


Fig. 2.

choisissant comme bases trois mesures *au voisinage* de 8°, 15° et 25°, on peut calculer les constantes a, b et k d'une formule hyperbolique de la forme $\eta = k\frac{a-t}{b+t}$. Après avoir vérifié qu'une telle formule s'accorde avec les autres mesures, on est autorisé à s'en servir pour une température donnée, 15°,0 par exemple. Pour fixer les idées, le tableau suivant représente les résultats ainsi calculés pour les mélanges d'acide sulfurique et de soude.

$Na(OH)\theta = 1$.	$SO^4H^2\theta = 1$.	*a*.	*b*.	*k*.	$\eta_{15°} \cdot 10^{+4}$.
100	0	177,32	35,715	44,09 (8)	141,14
80	20	226,36(4)	32,215	29,92 (9)	133,98
70	30	215,58	31,116(1)	32,435(8)	131,57
65	35	209,47(7)	33,331(8)	32,245(6)	129,75
60	40	210,97(6)	32,762(9)	31,354(9)	129,47
55	55	196,21(7)	33,332(7)	34,335	129,11
50	50	153,48(4)	39,047(8)	50,445(7)	129,25
45	55	177,44(1)	35,142(3)	39,959(4)	129,45
30	70	203,93(9)	33,270(4)	33,526(7)	131,23
20	80	174,33(3)	36,063(7)	42,431(5)	133,29
0	100	198,79	34,451	36,770	136, 7

Les courbes représentées dans le diagramme par les traits discontinus ont été tracées par points en appliquant la règle des mélanges à SO^4K^2 et SO^4H^2

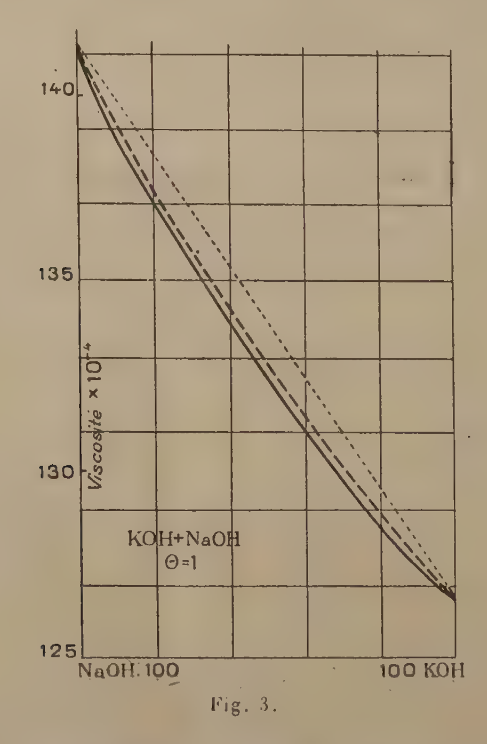


Fig. 3.

ou SO^4K^2 et KOH en affectant chaque substance de la viscosité qu'elle possède, à sa concentration dans le mélange, en supposant qu'il n'y ait aucune réaction. On a admis pour les très faibles concentrations que la viscosité leur est proportionnelle ; pour les concentrations moyennes (0,25 à 2,5) on peut représenter suffisamment la viscosité par l'exponentielle $Ae^{\beta\theta}$

dans laquelle A est la viscosité limite pour la dilution infinie (cela devrait être en toute rigueur la viscosité de l'eau) et β une constante pour chaque température par exemple à 15°.

	$NaOH$.	SO^4Na^2.	SO^4H^2.	SO^4K^2.	KOH.
$A.10^5$	113	114	113,93	114,2	113,28
β.........	0,2229(6)	0,2136(6)	0,1885(8)	0,1671(1)	0,1069(1)

Il résulte de ces valeurs que les mélanges des deux alcalis, soude et potasse, ont des viscosités qui ne se placent pas exactement sur une droite.

La figure 3 montre cet écart et met en évidence la concordance des valeurs observées avec les valeurs calculées au moyen des décréments ci-dessus.

En résumé : on peut suivre viscosimétriquement la neutralisation de l'acide sulfurique par les alcalis en solution aqueuse : à cet égard comme à beaucoup d'autres le sodium reste à l'écart des autres métaux alcalins.

CHIMIE PHYSIQUE. — *Les dissolutions superficielles et la loi des gaz.* Note de M. A. **Marcelin**, présentée par M. Jean Perrin.

J'ai indiqué dans des Notes précédentes (1) qu'une quantité déterminée d'acide oléique s'étendait indéfiniment sur une surface illimitée d'eau propre, autrement dit, que l'extension se poursuivait bien au delà de la juxtaposition des molécules sur la surface, contrairement à ce qui semblait résulter des expériences de Lord Rayleigh et de M. Devaux. La comparaison d'une couche monomoléculaire à un lit de bouchons juxtaposés dont j'avais autrefois fait usage est une image grossière, et c'est plutôt le mouvement brownien qu'il convient d'évoquer : *le voile d'acide oléique, au delà de la juxtaposition moléculaire, forme sur la surface de l'eau un véritable gaz à deux dimensions, disons pour être plus précis une dissolution superficielle, qui peut être réversiblement comprimée ou détendue et dont la pression superficielle peut être à chaque instant mesurée.*

Contrairement à ce que j'avais cru primitivement, j'ai pu récemment vérifier, pour des surfaces comprises entre 2 et 9 fois la surface de saturation, que *ce gaz à deux dimensions obéit à la loi des gaz parfaits.* Si l'on donne arbitrairement la valeur $S = 1$ à la surface occupée par une quantité déterminée d'acide oléique à l'état de couche monomoléculaire saturée [on

(1) *Comptes rendus*, t. 176, 1923, p. 502, et t. 177, 1923, p. 41.

sait qu'à une compression légère à partir de cet état correspond le début de la condensation des fluides [1]], la suite des valeurs de la pression superficielle p et du produit pS correspondant aux valeurs successives et croissantes de la surface sont respectivement les suivantes :

S = 1 (saturation).	p = 40 dynes-cm		
S = 2............	0,5	pS = 1	pS = const. (S = 2 à S = 9)
S = 3............	0,33	0,99	
S = 4............	0,24	0,96	
S = 5............	0,192	0,96	
S = 6............	0,178	1,07	
S = 7............	0,144	1,008	
S = 8............	0,12	0,96	
S = 9............	0,086	0,77	
S = 10............	0,067	0,67	
S = 11............	0,048	0,53	
S = 12............	0,036	0,43	

Entre S = 1 et S = 2 la courbe de compression devient fortement ascendante, les molécules sont alors extrêmement rapprochées les unes des autres; nous examinerons ultérieurement quelle relation il pourrait y avoir entre cette portion de la courbe et la loi de Van der Waals.

Le principe des mesures est resté le même : dans un corps de pompe on comprime le voile d'acide oléique à l'aide d'une bandelette-piston en mica paraffiné posée à plat sur l'eau et s'appuyant sur les parois latérales du corps de pompe; le corps de pompe est obturé par une seconde bandelette solidaire d'un fil de torsion vertical; pour apprécier les faibles torsions on se sert d'une méthode optique (spott et miroir).

Dans l'appareil que j'avais construit primitivement les parois verticales de la cuve à eau formaient les parois latérales du corps de pompe; il en résultait que des actions capillaires relativement importantes s'exerçaient entre la paroi verticale de la cuve et les extrémités de la bandelette-soupape, tendant à s'opposer aux déviations angulaires de cette dernière; j'ai pu me mettre à l'abri de ces actions qui provoquaient une sous-estimation importante des pressions superficielles, partiellement du moins, en constituant les parois latérales du corps de pompe par des bandelettes de mica paraffiné posées à plat sur l'eau comme le piston et la soupape.

Je considère comme très probable que la décroissance du produit pS, qui commence à se manifester pour une extension supérieure à S = 8, provient,

---

[1] A. Marcelin, *Comptes rendus*, t. 173, 1921, p. 38 et 79.

d'une part, de ce que l'influence des actions capillaires commence à se manifester malgré les précautions prises, et, d'autre part, de ce qu'il est impossible de maintenir parfaitement propre la surface de l'eau extérieure au corps de pompe : les impuretés grasses, qui sans doute proviennent de poussières de l'atmosphère, exercent une pression antagoniste dont l'ordre de grandeur est comparable à celui des pressions qu'on se propose de mesurer.

CHIMIE ANALYTIQUE. — *Nouveau procédé de dosage titrimétrique des sels ammoniacaux.* Note de M. V. **Auger**, présentée par M. G. Urbain.

La coloration brune, fournie par le réactif de Nessler en présence de traces d'ammoniaque, provient d'une réaction réversible qu'on formule généralement :

$$2\,HgI^3K + 3\,KOH + NH^3 \rightleftharpoons OHg^2NH^2I + 5\,IK + 2\,H^2O.$$

Quelle que soit d'ailleurs la composition exacte du complexe mercurique formé, il est constant qu'il n'apparaît que lorsque le système contient à la fois NH^3 et $(OH)^-$ et que l'on doit pouvoir se servir de cette réaction aussi bien pour rechercher les alcalis que l'ammoniaque. L. Dobbin [1] a en effet proposé l'emploi d'un mélange de mercuri-iodure de potassium et d'ammoniaque pour rechercher l'alcali libre dans les carbonates alcalins.

J'ai pensé que ce réactif, peu sensible aux ions $(OH)^-$ permettrait le dosage des sels ammoniacaux au moyen d'un alcali caustique titré, la coloration brune devant apparaître seulement alors que tout l'anion fixé à NH^{4+} a été saturé par l'alcali et lorsque ce dernier apparaît en excès. Les essais effectués montrent que ce dosage est pratique et qu'il fournit des résultats exacts dans des limites de dilution assez larges.

Le réactif est préparé en versant sur 5^g de IK une solution aqueuse, saturée de Cl^2Hg jusqu'à l'apparition d'un précipité persistant de I^2Hg; on dilue le tout jusqu'à 100^{cm^3} et ajoute alors avec précaution quelques gouttes de solution concentrée de IK jusqu'à disparition du précipité.

Voici le tableau des résultats obtenus pour le dosage de $ClNH^4$, en faisant varier la quantité de réactif et la dilution. La quantité de sel employé correspondait à 10^{cm^3} de NaOH normale pour saturer le Cl^-:

---

(1) L. Dobbin, *Journ. ind. engin. chim.*, t. 7, 1888, p. 829.

Volume de solution.	Volume du réactif employé.				
	1cm³.	5cm³.	10cm³.	15cm³.	20cm³.
cm³ 25.......	9,8	9,9	10	10,05	»
50.......	9,5	9,85	9,95	10	10,1
100.......	9,35	9,75	9,90	10	10,1
150.......	9,25	9,65	9,85	9,95	10,05

On voit que : 1° pour de faibles quantités de réactif, le virage apparaît avant la saturation complète de l'anion, et d'autant plus tôt que la solution est plus diluée; 2° par l'emploi de 15$^{cm^3}$ de réactif les résultats sont sensiblement les mêmes entre 50 et 150$^{cm^3}$ de solution. Pour un volume plus fort, de 200$^{cm^3}$ à 300$^{cm^3}$ on emploierait avantageusement 20$^{cm^3}$ de réactif. Le virage est considéré comme acquis lorsque la coloration jaune fugace qui se produit après chaque addition d'alcali fait place à un trouble persistant brunâtre; cette fin de dosage est très nette et se produit à une goutte près de solution normale d'alcali.

Des dosages effectués avec du nitrate et avec du sulfate d'ammonium ont donné des résultats rigoureusement identiques, et tout fait prévoir que la plupart des sels ammoniacaux se comporteront de même.

MINÉRALOGIE. — *Le produit de la déshydratation du kaolin.* Note de MM. V. Agafonoff et W. Vernadsky.

Il existe deux points de vue différents sur la composition du produit de la déshydratation du kaolin. D'une part [1], on a considéré ce produit (obtenu par le chauffage à des températures entre 450-550° C.) comme *hétérogène*, comme *un mélange mécanique* de Al^2O^3 et de $2SiO^2$; d'autre part, on l'a expliqué comme un corps *homogène* de formule $Al^2Si^2O^7$, l'*anhydride libre du kaolin* [2] [*leverrierite anhydre* [3]].

---

[1] G. Tammann et W. Pope, *Zeitschrift f. anorgan. u. allgem. Chemie*, 127 L., 1923, p. 45; J. Mellor, *Transactions of the Ceramic Society*, 22, St. on T., 1923, p. 401.

[2] П. Земятченский. К побнанию русских глин, Р., 1923, p. 48; W. Vernadsky, *Transactions of the Ceramic Society*, 22, St. on T., 1923, p. 398.

[3] W. Vernadsky, *Comptes rendus de l'Académie des Sciences de Russie*, 1923, p. 27.

Les expériences et les observations suivantes mettent l'homogénéité du produit hors de doute.

1. Nous avons étudié le kaolin blanc d'Aïn Barbar (Constantine) en Algérie [1] (collection du Muséum). Vu au microscope, il est homogène; il est formé de petites paillettes cristallines (dont les contours ne sont pas nets) qui agissent sur la lumière polarisée dans les sections inclinées; les sections transversales ont un allongement de signe négatif.

L'eau en extrait SO^3 et Cl en petites quantités.

L'analyse a donné les chiffres suivants :

SiO^2	46,65	Théorique	46,5
Al^2O^3	40,17	$H^2Al^2Si^2O^8H^2O$	39,5
Perte au feu	13,78		14,0
	100,60		

Le produit de la déshydratation a été obtenu par un chauffage à des températures 450-550° C. dans un four électrique.

2. La densité des poudres a été déterminée dans le bromoforme (mélangé d'éther) à la température du laboratoire.

Kaolin d'Aïn Barbar	2,58-2,59
Son produit de déshydratation	2,32-2,38

Les poudres sont parfaitement homogènes dans les liquides.

En préparant un mélange de Al^2O^3 et de SiO^2 en poudre, on trouve après un chauffage jusqu'à 550°-600° C. qu'il est *hétérogène* dans le bromoforme. Dans le bromoforme de densité 2,75, une partie (SiO^2) flotte à la surface, l'autre (Al^2O^3) se dépose au fond. Dans le bromoforme de densité 3,3, la plus grande partie de Al^2O^3 reste au fond (sa densité est ainsi plus grande que 3,3).

3. Vu au microscope *le produit de déshydratation est homogène*. La perte d'eau n'a pas sensiblement changé l'aspect de la poudre du kaolin : on voit les mêmes paillettes, biréfringentes en sections inclinées à allongement, optiquement négatives dans les sections transversales.

L'indice de réfraction (lumière blanche, méthode de l'immersion) est le suivant :

Kaolin d'Aïn Barbar	1,555
Produit de déshydratation	1,513

4. L'absorption d'une solution du bleu de méthylène, pour les poudres du

---

[1] A. Lacroix, *Minéralogie de la France*, t. 4, 1910, p. 748.

kaolin et de son produit de déshydratation donne une coloration intense, *très homogène*; par contre le mélange artificiel de SiO^2 et de Al^2O^3 traité de la *même façon* se montre *hétérogène* : les grains de SiO^2 ne se colorent pas, ceux d'alumine se colorent; ils se répartissent selon leur densité (l'alumine en bas).

5. Ainsi, on peut conclure de la façon suivante : *Après la perte d'eau (au-dessous de* 550° C. *le kaolin donne un produit homogène* $Al^2Si^2O^7$. *La décomposition en* Al^2O^3 *et en* SiO^2 *ne se produit pas.*

On admettait cette décomposition, en s'appuyant sur l'étude thermique du kaolin. Mais les effets thermiques peuvent avoir une autre explication ([1]).

L'anhydride kaolinique $Al^2Si^2O^7$, ainsi obtenu, est soluble dans les acides.

GÉOLOGIE. — *Sur la présence du Nummulitique inférieur dans la région de Gâvre (Morbihan).* Note de M. **Louis Dangeard**, présentée par M. H. Douvillé.

Il n'a pas été signalé jusqu'à présent, dans le sud du massif armoricain, de calcaires éocènes marins antérieurs aux calcaires à *Nummulites Brongniarti* et à *Echinidés,* rangés dans le Lutétien par Vasseur ([2]), dans l'Auversien par Ferronnière ([3]). Ces calcaires à Nummulites sont connus au voisinage d'Arthon et de Chémeré (Loire-Inférieure), à l'île de Noirmoutier, à l'îlot du Four, sur le banc de Guérande, etc. Leur extension en mer est importante et peut être prévue, dans certains cas, par l'examen sur le rivage des galets et surtout des blocs arrachés aux affleurements sous-marins lors des tempêtes. C'est ainsi qu'on les a signalés près de Lorient dans la région de Gâvre ([4]).

J'ai pu étudier dernièrement les conditions de gisement, la répartition et le faciès des calcaires éocènes rejetés par la mer sur la plage du polygone de Gâvre; on les trouve généralement à l'état de blocs très abondants et de

---

([1]) W. Vernadsky, *loc. cit.*, 1923, p. 399-400.

([2]) Vasseur, Thèse de Doctorat, 1881.

([3]) G. Ferronnière, *Essai préliminaire à propos de la feuille au* 80000^e^ *du Pilier et des fonds sous-marins du Mor-Braz* (*Bull. S.G.M.B.*, t. 2, fasc. 1, 1921).

([4]) G. Ferronnière, *Ibid.*, p. 230. — L. Collin, *Note sur la position hypothétique des terrains tertiaires du sud de Lorient* (*Ibid.*, p. 14).

grande taille, perforés par des Mollusques lithophages, des Annélides ou des Cliones, souvent encroûtés par des tubes de Serpules ou d'Hermelles, par des Balanes, des Algues calcaires, etc. Les plus volumineux ont été transportés par les vagues de tempête; les plus petits ont pu être apportés par les courants. Les grandes tempêtes du mois de janvier ont jeté à la côte un grand nombre de ces calcaires portant à leur surface des touffes d'Algues et dans leurs anfractuosités ou dans leurs perforations des Étoiles de mer et des Lamellibranches vivants. Les affleurements d'où ils proviennent sont évidemment situés à peu de distance du rivage et à une profondeur relativement faible.

La répartition de ces blocs est intéressante et leur faciès très varié : on observe en effet que des calcaires jaunâtres contenant en abondance *Nummulites Brongniarti* d'Arch. et Haime sont très nombreux au milieu du polygone et au voisinage des roches de Magoëro; des calcaires blanchâtres à *Alveolina* et *Orbitolites* abondent près de la grande butte de tir : ces deux faciès appartiennent au Nummulitique moyen. Enfin, sur la plage même de Gâvre, on trouve surtout des blocs ou des plaquettes (dont le diamètre peut atteindre $0^{m},50$) de calcaires glauconieux pétris de Nummulites variées et d'autres Foraminifères. J'ai soumis ces derniers échantillons à l'examen de M. Douvillé qui a pu noter la présence de

Nummulites globulus, Leymerie;
Nummulites planulatus, A et B, Lmk;
Nummulites Murchisoni, Rutimeyer;
Assilina granulosa, d'Archiac;
Operculina canalifera, d'Archiac;
Orthophragmina;
Alveolina oblonga, d'Orbigny.

Ces calcaires, dont la faune est nouvelle pour la région, sont donc plus anciens que ceux qui avaient été signalés jusqu'à présent; ils appartiennent au Nummulitique inférieur, sans doute à l'Yprésien.

La conclusion qui paraît s'imposer est la suivante : il existe en mer, au voisinage de Gâvre, une succession de calcaires à Nummulites dont les plus anciens remontent au moins à l'Yprésien et fournissent une faune de Foraminifères, comparable à celle des gisements du Sud-Ouest. C'est là un jalon précieux entre les formations d'âge éonummulitique du Bassin de Paris et celles de l'Aquitaine.

GÉOLOGIE. — *Observations sur la nature des mouvements récents de l'Albanie occidentale.* Note [1] de M. **Jacques Bourcart**, présentée par M. Louis Gentil.

Dans une précédente Note [2], j'ai montré, par des faits géologiques, que l'Albanie avait été le siège d'un mouvement orogénique continu jusqu'à l'époque actuelle, mouvement dont le résultat avait été le soulèvement progressif d'anticlinaux en dehors de l'Adriatique. Des arguments archéologiques conduisent à la même conclusion.

L'été dernier, j'ai eu l'occasion d'observer quelques faits très particuliers dans la région de Durazzo, où une mission archéologique française a obtenu la concession des fouilles sur le site de la ville antique de Dyrhacchium.

Les premiers sondages que fit faire le chef de la mission, M. Léon Rey, ont montré que, sur la colline qui domine la ville actuelle, le « sol romain » actuellement recouvert se trouve à $1^m,20$ ou $1^m,50$ au-dessous du sol actuel. En revanche, au voisinage de la lagune, un sondage n'a atteint le pied d'un mur romain qu'à $6^m,10$, c'est-à-dire à $1^m,40$ *au-dessous du niveau de la mer*; dans la Rruga Pazarit, à l'extrémité sud de la ville actuelle, un autre sondage n'a pas atteint le pied d'un mur à $5^m,05$ de profondeur. Or, dans le voisinage de ce dernier sondage, pendant la guerre, la mission archéologique autrichienne a découvert, à une profondeur analogue, une très belle mosaïque qui devait faire partie d'une maison privée. Il ne peut donc pas s'agir ici de constructions sous-marines du port antique; un tassement d'alluvions ne peut pas non plus expliquer cet abaissement du sol romain, car aucun fleuve ne se jette dans la mer en ce point; les constructions romaines sont du reste bâties sur fondations.

M. Rey me demanda d'expliquer ce phénomène singulier qui paraît en contradiction avec tout ce que nous savions de la côte albanaise. Celle-ci offre, en effet, le type classique d'une côte en voie de surrection.

La ville actuelle de Durazzo, moins étendue que la ville antique, se trouve au pied de la colline qui représente les vestiges d'un anticlinal formé de Pontien (conglomérats), de Plaisancien et d'Astien, entaillé à pic par l'érosion marine.

Cet anticlinal qui se termine au nord par la presqu'île du cap Palë, interrompu par le golfe de Durazzo qui se trouve en un point d'abaissement de l'axe, se continue ensuite vers le sud du cap Lagi au Semeni. Un autre anticlinal parallèle, à l'est du précédent, se poursuit de l'embouchure de l'Arzen au nord, au Shkumbi au sud.

La colline de Durazzo est reliée à cet anticlinal par deux cordons littoraux qui isolent de la mer une lagune étroite, qui se trouve à peu près dans l'axe du synclinal. Celui-ci, de l'autre côté du golfe, se continue par la dépression marécageuse de Kavaja, autrefois parcourue par le Shkumbi.

---

(1) Séance du 17 mars 1924.

(2) *Comptes rendus*, t. 178, 1924, p. 953.

On pourrait à première vue prendre la région de Durazzo pour une île réunie à la terre par un *tombolo* double. Il est pourtant impossible d'admettre, comme on l'a dit souvent, que Durazzo a été une île à l'époque romaine, qui n'a été rattachée que récemment au continent. La branche nord de la *Via Egnatia* longeait la plage même du golfe, pour aller de Dyrhacchium à Clodiana (Pekinj) par le Shkam (Sasso Bianco), l'antique Petra, où eut lieu un combat entre les armées de César et de Pompée. La lagune était donc beaucoup plus réduite à l'époque romaine qu'aujourd'hui ; la grande étendue de la ville antique doit aussi le faire supposer.

Les anticlinaux de la région offrent par conséquent des traces non douteuses d'un mouvement lent de surrection, alors que le synclinal, dont l'axe passe au point même du sondage le plus profond, ne peut avoir subi qu'un mouvement d'affaissement. La seule explication possible de ces faits serait que la région a été affectée, de l'époque romaine à l'époque actuelle, par un mouvement tangentiel dont la conséquence a été *la surrection des anticlinaux et l'abaissement des synclinaux par rétrécissement de la zone plissée*.

Nowack [1] avait du reste déjà fait quelques observations qui ne peuvent être expliquées autrement.

Ainsi le petit ruisseau de Kavaja, qui suit le bord du deuxième anticlinal pour se jeter dans le golfe de Durazzo, a entaillé trois terrasses très nettes sur sa rive droite alors que de pareilles formations manquent complètement sur sa rive gauche. Ce géologue pensait que, comme le Darçi qui se jette un peu plus au sud, cette rivière a en quelque sorte *glissé* dans le fond du synclinal. Nowack a découvert une disposition tout à fait analogue pour la Vjusa qui a également entaillé à Busmazi, sur le côté droit de sa vallée, trois terrasses qui manquent sur le côté gauche. Il admet, pour expliquer ce fait, un arrêt ou une diminution du processus de soulèvement dans les régions synclinales.

L'hypothèse d'un mouvement de plissement actuel en Albanie, avec abaissement du fond des synclinaux et surrection des crêtes anticlinales, permet d'expliquer tous les faits que j'avais relatés dans ma précédente Note. Ce mouvement qui se produit du nord-est vers le sud-ouest a comme résultante finale une surrection générale de tout le pays : les plis sont de plus en plus accentués en allant vers l'intérieur, le résultat final est l'accolement, voire le chevauchement des flancs des deux anticlinaux.

---

[1] E. Nowack, *Ueber nachtertiäre Faltenbewegungen in Albanien* (*Géol. Rundschau*, XII, 1-2, Leipzig, 1921, p. 44, 48, 51).

Un fait qui est encore en faveur d'une pareille hypothèse est la fréquence, suivant l'axe des synclinaux, de séismes qui sont à peu près limités à ceux-ci. Ami Boué avait déjà signalé que le tremblement de terre de Scutari (1851) s'était fait sentir jusque dans la région de Mati. Au cours de mon premier séjour en Albanie, j'avais pu observer en 1920 trois tremblements de terre localisés et très violents à Ljaskoviki, à Tepeleni et à Elbasan, qui ont presque complètement détruit les deux premières villes, mais ont été à peine ressentis à Koritza. Enfin ces monuments antiques portent souvent en Albanie la trace de tels mouvements.

Il me paraît donc possible d'émettre l'hypothèse que les mouvements qui ont présidé à la formation de la zone littorale de l'Albanie sont surtout des mouvements orogéniques. Si l'on étend cette hypothèse aux temps tertiaires, il devient alors facile d'expliquer la coexistence du soulèvement général avec la formation des sillons miocènes comme les caractères si particuliers : facies toujours de faible profondeur et épaisseur considérable des sédiments dans les synclinaux du Flysch. La continuité de ce mouvement explique aussi l'évolution si curieuse du réseau hydrographique albanais.

MÉTÉOROLOGIE. — *Sur quelques cas de transformation des nuages en ondes parallèles.* Note de M. **Albert Baldit**, présentée par M. Bigourdan.

Parmi les variétés de nuages qui proviennent d'un mouvement ondulatoire de l'atmosphère (en prenant ce terme dans un sens très large), deux s'observent le plus fréquemment : les *ondes ou stries nuageuses* à alignements parallèles, analogues aux crêtes de la houle marine, qui donnent un aspect caractéristique aux ciels à cirro-cumulus et à alto-cumulus; les *nuages ondulés* isolés dont le type fusiforme est le plus simple, et qui rentrent dans la catégorie générale des nuages *lenticulaires* de la « Classification Internationale des Nuages ».

Un mouvement ondulatoire ne donne pas nécessairement naissance à une série d'ondes nuageuses, à un nuage ondulé, ou simplement à un nuage. Nous en avons donné un exemple caractéristique [1]. Les ondulations sont un phénomène très général qui ne se traduit sous les apparences nuageuses que lorsque certaines conditions atmosphériques sont remplies, en particulier lorsque l'humidité de l'air est suffisante.

---

[1] *Comptes rendus*, t. 176, 1923, p. 120.

Si la nappe d'air affectée par le mouvement ondulatoire est loin d'être saturée, le mouvement est invisible (dans le cas des amplitudes ordinaires), mais il peut être rendu apparent localement par suite de circonstances spéciales. Une élévation adiabatique d'une partie de la nappe, amenant la saturation, produit ce résultat. Les longueurs d'onde sont seulement un peu modifiées, en raison de la variation des densités qu'entraîne l'exhaussement de l'ensemble.

Cette remarque nous a conduit à étudier l'effet que produit sur un système d'ondes formées à la surface de séparation de deux couches d'air, un mouvement adiabatique d'*élévation*, d'*abaissement* ou d'*inclinaison*. Afin de rester dans des conditions particulièrement simples, nous avons supposé que la surface de séparation était primitivement horizontale, que la couche inférieure était saturée, la couche supérieure sèche, et que l'amplitude du mouvement ondulatoire ne dépassait pas les limites de la stabilité.

Dans le cas d'une élévation uniforme, les ondes nuageuses, d'abord régulières, c'est-à-dire avec intervalles égaux de ciel clair et de ciel nuageux, s'épaississent, en restant identiques les unes aux autres, et se rapprochent. Si l'élévation est suffisante, elles se soudent et forment une nappe nuageuse continue. Le mouvement ondulatoire peut d'ailleurs persister à la surface de cette nappe et être visible par les variations d'épaisseur ou par les ombres formées en éclairage horizontal.

Si l'abaissement est uniforme, les ondes s'amincissent en restant toujours identiques les unes aux autres, et finissent par disparaître si l'abaissement est suffisant.

Lorsque la surface de discontinuité, où se forment les ondes, prend une certaine inclinaison et se relève, les ondes nuageuses ne gardent plus un aspect uniforme. Elles s'épaississent de plus en plus à mesure qu'on s'avance vers des niveaux plus élevés, et, si le mouvement est étendu, on arrive progressivement à une surface nuageuse continue.

Lorsque la surface de discontinuité s'incline vers le bas, l'effet est inverse. Les ondes s'amincissent de plus en plus à mesure qu'on descend vers des niveaux plus bas, jusqu'à ce qu'on arrive au ciel clair.

Enfin un pivotement autour d'un axe, contenu dans le plan de séparation, donne une combinaison des deux aspects précédents, c'est-à-dire des déformations de sens contraire, de part et d'autre d'une bande centrale qui reste inaltérée.

Dans le cas d'une inclinaison, l'angle d'inclinaison se calcule aisément en

fonction de l'amplitude, de la longueur d'onde et du nombre de bandes déformées.

Les résultats qui précèdent sont susceptibles d'applications générales. Dans le cadre restreint que permet l'observation directe, ils expliquent certaines particularités que l'on constate dans les deux catégories de nuages étudiées : *ondes ou stries nuageuses, nuages ondulés ou lenticulaires*.

Les nuages lenticulaires débutent parfois par une série d'ondes parallèles qui se soudent les unes aux autres et produisent finalement un véritable nuage ondulé à surface continue. Dans certains cas les ondes ne parviennent pas à se souder, et le nuage est formé d'un assemblage de bandes nuageuses et de bandes de ciel clair.

Dans ce cas, le mouvement ondulatoire préexistait, mais il était invisible, l'humidité n'étant pas suffisante. Le mouvement local d'élévation qui donne naissance au nuage lenticulaire, rend les ondulations apparentes.

On observe assez souvent l'effet inverse, en particulier dans l'étage cirro-cumulus. Une nappe nuageuse, qui apparaît d'abord comme continue, se résout au bout de quelques instants en une série de stries parallèles. Le mouvement ondulatoire existait déjà à la surface du nuage, mais les crêtes et les creux des vagues étaient noyés dans la masse. L'abaissement, en dissolvant d'abord les creux, rend les ondulations visibles.

Dans un ciel clair, une nappe nuageuse continue, à forme grossièrement lenticulaire, c'est-à-dire inclinée dans diverses directions, présente des bandes nuageuses parallèles d'autant plus nombreuses que la nappe paraît plus aplatie. Le nombre des bandes (généralement déformées en flocons) doit être compté dans le sens de la pente.

Un phénomène en quelque sorte inverse, et plus rare, est à rapprocher de celui-ci. Dans une nappe nuageuse continue nettement en pente, on distingue quelquefois une ouverture à peu près circulaire de ciel clair, bordée de rides. Ces rides sont d'autant moins nombreuses que la pente est plus accusée (obs. du 12 octobre 1923). Si l'ouverture circulaire est incomplète, le nuage prend une forme en U et rentre dans la catégorie curieuse des *nuages en fer-à-cheval* [deux nuages lenticulaires sont généralement accolés dans ce cas (obs. du 10 août 1922)].

La transformation des nuages est donc bien celle qui a été indiquée et dont rendent compte les mouvements adiabatiques d'élévation, d'abaissement ou d'inclinaison, lorsqu'ils se superposent à un mouvement ondulatoire déjà existant. Mais la vérification quantitative est plus difficile. Par exemple, si l'on cherche à calculer l'angle d'inclinaison d'une surface

nuageuse d'après l'amplitude et le nombre des bandes, on se rend compte que la déformation accidentelle des ondes rend toute précision impossible. Nous avons pu nous assurer seulement dans quelques cas d'observations favorables de nuages lenticulaires que l'inclinaison de la surface du nuage et le nombre des bandes s'accordaient comme ordre de grandeur avec le calcul.

Il y a lieu de remarquer que des conditions atmosphériques différentes peuvent donner des aspects nuageux analogues. En particulier, une augmentation d'humidité produit des modifications analogues à celles provenant d'un mouvement d'élévation adiabatique. Toutefois l'étude de chaque cas permet de trouver des caractéristiques qui différencient dans le détail les aspects les uns des autres.

CHIMIE AGRICOLE. — *Accroissement de la fertilité par la dessiccation du sol à l'air dans les conditions naturelles.* Note [1] de M. A. **Lebediantzeff**, présentée par M. A.-Th. Schlœsing.

L'accroissement de fertilité du sol, qu'on a observé à la suite de sa dessiccation à l'air produite artificiellement [2], devait vraisemblablement se produire dans les conditions naturelles.

1. En 1919, nous avons pris dans un champ labouré des mottes de terre sèche et, tout à côté, des mottes de terre humide et institué des essais de culture en pots avec ces échantillons, amenés d'ailleurs, par une addition convenable d'eau pure, à la même humidité. Nous avons opéré de même sur plusieurs champs et avons obtenu les résultats ci-après :

Culture de millet.

Provenance et date de prélèvement des mottes.	Humidité des mottes prélevées pour 100 de terre absolument sèche.		Rendement des mottes sèches pour 100 de récolte fournie par les mottes humides correspondantes		
	Mottes humides.	Mottes sèches.	Poids total.	Grain.	Paille.
Jachère nue, 7 avril	33,6	8,5	100	113	88
Jachère nue d'automne, 24 avril	30,3	7,7	196	197	194
Jachère nue d'automne, 23 juin	25,3	3,7	121	94	142
Moyennes			139	135	141

(1) Séance du 3 mars 1924.

(2) *Comptes rendus*, t. 178, 1924, p. 793 et 960.

Les mottes de sol desséchées naturellement ont présenté, dans l'ensemble, le même phénomène d'accroissement de la fertilité que nous avions observé déjà pour la terre artificiellement desséchée.

2. En 1916 et 1917, nous avons fait des expériences en plein champ concernant la dessiccation. Dans une parcelle de $4^{m} \times 1^{m}$, on a enlevé la couche superficielle du sol sur une épaisseur de 15^{cm}; on l'a séchée sur des feuilles de tôle, à côté de la parcelle, et, après l'avoir humectée, on l'a remise en place. On a fait la même chose sur les parcelles de contrôle, mais sans soumettre la couche superficielle à la dessiccation. Les rendements des plantes ensemencées ont montré l'accroissement sur les parcelles desséchées.

Plantes cultivées.	État de culture du sol.	Rendements des parcelles desséchées pour 100 de rendements des témoins correspondants. Poids total.	Grain.	Paille.
Millet	Assolement triennal non amendé.	129	116	131
sarrasin.		114	111	116
Avoine.	Assolement triennal non amendé.	116	134	108
	Assolement triennal fumé.......	123	120	126
Millet.	Assolement triennal non amendé.	105	112	99
	Assolement triennal fumé.......	113	109	116
	Terre en friche................	119	121	117
	Moyennes.....	117	118	116

Les plantes croissant dans les conditions naturelles en plein champ ont accusé, à la suite de la dessiccation du sol, un accroissement de rendement analogue à celui observé précédemment dans les expériences en pots.

3. Enfin, en 1920, nous avons recueilli, relativement à l'humidité des couches superficielles du sol, de nombreuses observations qui établissent qu'un degré de dessiccation des mottes jusqu'à 3 ou 5 pour 100 est souvent atteint au bout de quelques heures à la suite du labour à la charrue; au bout de trois semaines, on a pu observer à la surface du sol une couche de 4^{cm} (le quart de la couche arable ordinaire) ayant acquis le degré de sécheresse nécessaire à l'augmentation des rendements.

La dessiccation temporaire des couches superficielles du sol dans les conditions naturelles apparaît donc assez nettement comme devant opérer une action favorable sur la fertilité.

CHIMIE BIOLOGIQUE. — *Sur le mécanisme de la production de l'acide β-oxybutyrique par voie biochimique.* Note de M. **Lemoigne**, présentée par M. Gabriel Bertrand.

J'ai indiqué antérieurement (¹) que les macérations aqueuses des corps microbiens d'un bacille du groupe *Bacillus subtilis* s'enrichissent de plus en plus, jusqu'à un certain maximum, en acide β-oxybutyrique. J'ai émis l'hypothèse que cet acide provient d'une matière de réserve accumulée dans les cellules de la bactérie. Au cours des recherches que je poursuis sur la nature de cette substance, j'ai réussi à extraire en proportion notable des corps microbiens macérés, à l'exclusion presque complète des corps microbiens vivants, un produit insoluble, cristallisable et dont la présence semble en relation étroite avec la formation d'acide β-oxybutyrique.

I. *Préparation.* — Après avoir soumis les bactéries à l'autolyse dans l'eau distillée pendant trois jours, je les épuise par l'alcool bouillant. Ce solvant entraîne une substance extrêmement peu soluble à froid et qui se précipite par le refroidissement sous la forme de flocons constitués par des cristaux microscopiques. Ce précipité, qui devient pulvérulent par dessiccation, représente environ 10 pour 100 du poids sec des microbes traités.

La purification est effectuée par cristallisations repétées dans l'alcool bouillant, puis lavages par l'éther et par l'eau chaude. Finalement, on dessèche dans le vide.

II. *Propriétés physiques.* — Pur, ce produit se présente sous la forme d'une poudre parfaitement blanche. Au microscope, il apparaît constitué par de fines aiguilles cristallines groupées en étoiles ou sphérules épineuses.

Son point de fusion est nettement à 118°-119°.

Il est extrêmement soluble dans l'alcool à 96° bouillant. A 18°, une partie de cette substance se dissout dans 4000 parties d'eau distillée, 1125 parties d'alcool à 96° et dans 2230 parties d'éther sulfurique.

La faible solubilité de ce composé m'a empêché jusqu'ici d'examiner son action sur la lumière polarisée.

III. *Propriétés chimiques.* — Ce produit ne contient que du carbone, de l'hydrogène et de l'oxygène.

Le carbonate de sodium à 10 pour 100 le dissout lentement à froid en

(¹) *Comptes rendus*, t. 176, 1923, p. 1761, et t. 178, 1924, p. 253.

donnant une solution colloïdale de laquelle l'addition d'un acide précipite le produit primitif à l'état gélatineux.

La soude et la potasse ont au contraire une action plus rapide et plus profonde. Si l'on fait agir la soude en solution aqueuse sur cette substance, on constate sa solubilisation complète et définitive : l'acidification ultérieure ne la précipite plus. D'autre part il y a formation de sels de sodium : ainsi 1^g de produit sature $0^g,458$ de soude. Enfin la solution obtenue est lévogyre : $0^g,966$ amené à un volume de 44^{cm^3} donne une déviation de $-1°4'$ au tube de 40^{cm}.

Le mélange de sels ainsi obtenus est constitué par de l'α-crotonate et du β-oxybutyrate de sodium.

Caractérisation de l'acide α-crotonique ($CH^3 - CH = CH - COOH$). — La solution contenant les sels de sodium est acidifiée par la quantité théorique d'acide sulfurique, puis distillée dans un courant de vapeur d'eau. Le distillat est recueilli dans de la soude normale. On trouve ainsi, sous forme d'acide volatil, environ le tiers de l'acidité totale. Ce distillat est concentré au bain-marie en milieu alcalin et le résidu est repris par quelques gouttes d'acide sulfurique à 50 pour 100 et mélangé à du plâtre sec. La poudre obtenue est épuisée par l'éther anhydre qui, évaporé à la température du laboratoire, abandonne les cristaux caractéristiques de l'acide α-crotonique, à un état très pur (fusion à 72°).

Caractérisation de l'acide β-oxybutyrique ($CH^3 - CHOH - CH^2 - COOH$). — Sur le liquide acide débarrassé d'acide α-crotonique il serait facile de caractériser l'acide β-oxybutyrique par son pouvoir rotatoire. C'est une expérience que le manque de produit m'a empêché de faire. Je suis arrivé au même résultat de la manière suivante. Je calcule la quantité d'acide β-oxybutyrique qui correspond à la déviation de la liqueur acide. J'en déduis la quantité de sel de sodium que peut fournir cette solution et, par suite, la rotation que doit donner ce sel de sodium. D'autre part, j'observe directement la rotation produite en milieu alcalin, et je constate une concordance très bonne entre les résultats calculés et les résultats observés.

	Déviation calculée pour 100.	Déviation observée pour 100.
Première expérience.......	— 0°40′	— 0°38′
Deuxième expérience.......	— 1°13′	— 1°11′

Cette concordance ne peut s'expliquer que par la présence de l'acide β-oxybutyrique.

J'ai cherché à confirmer ce résultat par d'autres méthodes. La solution

provenant de la saponification est acidifiée, puis concentrée au bain-marie pour chasser l'acide α-crotonique. Le sirop obtenu est oxydé par le mélange chromique et distillé. Le distillat rectifié donne de l'acétone caractérisée, notamment par la réaction de l'orthonitrobenzaldéhyde (formation d'indigo). D'autre part, du sirop préparé de manière identique est distillé en présence d'un peu d'acide sulfurique. Les dernières portions du distillat cristallisent. Les cristaux essorés fondent à 72° (réaction de l'acide α-crotonique).

D'après la déviation polarimétrique observée, l'acidité due à l'acide β-oxybutyrique correspond aux deux tiers de l'acidité totale formée.

Conclusions. — Il résulte des faits exposés ci-dessus que la formation microbienne d'acide β-oxybutyrique s'accompagne de la synthèse d'un produit cristallisable insoluble, qui n'a pas été signalé jusqu'ici et qui, par hydrolyse alcaline, donnerait une molécule d'acide α-crotonique et deux molécules d'acide β-oxybutyrique.

PHYSIOLOGIE. — *Sur l'équivalence physiologique de l'anhydrobiose et de l'athermobiose dans la réactivation des organismes hétérodynames.* Note de M. E. **Roubaud**, présentée par M. E.-L. Bouvier.

J'ai montré précédemment [1] comment le froid de l'hiver intervenait à la facon d'un réactivant obligatoire chez certains organismes (Muscides hétérodynames) dont le cycle des générations successives est brusquement interrompu par une période d'asthénie spécifique (asthénobiose) liée à la surcharge excrétrice. Ces organismes, en état latent d'intoxication, sont astreints, sous peine de mort, à subir les effets d'une période prolongée de vie à basse température (athermobiose), agissant comme une détente en diminuant les échanges métaboliques et permettant la reprise ultérieure de l'activité évolutive.

J'ai également indiqué, en donnant comme exemple l'Anthomyide *Mydæa platyptera* (= *Phaonia querceti* B.) dont certains individus peuvent être réactivés, en l'absence du froid, par la chaleur *sèche*, que l'anhydrobiose pouvait concourir aux mêmes résultats que l'athermobiose en raison des entraves qu'elle apporte aux manifestations actives du métabolisme.

---

(1) *Comptes rendus*, t. 174, 1922, p. 964, et *Bull. Biol. France et Belgique*, t. 56, n° 4, 1922, p. 455.

Les expériences nouvelles que j'ai réalisées sur un autre Muscide, la petite mouche des maisons *Fannia canicularis* L., confirment cette conception.

Fannia canicularis appartient également au groupe physiologique des hétérodynames. Les larves de la génération affectée d'asthénobiose cyclique passent l'hiver à basse température dans les fumiers, insensibles au début à l'action accélérante de la chaleur, *si elles sont placées en milieu humide*. Elles se réactivent au contraire à la chaleur au bout d'un temps plus ou moins prolongé si elles sont placées en état complet d'anhydrobiose. La réactivation survient sans que l'état de déshydratation soit modifié.

Des larves hivernantes de Fannia, obtenues de pontes en fin octobre, sont réparties en deux lots, le 15 novembre. L'un de ces lots est conservé à l'étuve à 22° C., en milieu complètement sec; l'autre est placé en milieu humide saturé, à la même température.

Les larves astreintes à l'*anhydrobiose rigoureuse* se nymphosent progressivement dans le courant de décembre et les éclosions se succèdent, normales, quoique lentes et irrégulières, du 17 janvier au 9 février, dans la proportion de 80 pour 100 des larves.

Au contraire, parmi les larves placées en *chaleur humide*, *aucune éclosion n'est constatée*. Ces larves, quoique mobiles, demeurent incapables d'évolution ultérieure. Plus la conservation à la chaleur se prolonge, plus la torpeur « hivernale » s'accentue. Mais la transformation peut survenir déjà après 15 jours de mise au froid, en condition humide.

Dans le cas que nous envisageons, l'anhydrobiose, pas plus que le froid, ne détermine l'arrêt de l'évolution initiale des organismes; celui-ci dépend d'une asthénie spontanée. Ce n'est pas, d'autre part, le retour de l'hydratation ou de la chaleur qui ramène l'activité. J'ai vérifié que l'action réactivante de l'anhydrobiose prolongée correspond bien, comme celle de l'athermobiose, à une mise au repos total de l'organisme et à l'arrêt des échanges azotés.

En chaleur humide, on peut déceler en effet, chez les larves de Fannia, une excrétion continue d'ammoniaque par la voie tégumentaire [1]. Cette excrétion ammoniacale caractéristique des larves de mouches en activité alimentaire, chez lesquelles elle traduit, même après cessation de l'alimentation, le terme ultime de la digestion azotée, disparaît au contraire complètement chez les larves de Fannia soumises à la condition d'anhydrobiose.

En milieu sec, ces laves suspendent donc la consommation de leurs

---

[1] L'excrétion subsiste pendant 2 ou 3 jours, après obstruction artificielle de l'orifice anal, de la bouche et des orifices trachéens antérieurs et postérieurs.

réserves azotées. Comme l'athermobiose, l'anhydrobiose intervient en obligeant les organismes asthéniques à une cure brutale de repos physiologique et d'abstinence, favorisant la décharge ou épuration ([1]) par le jeu des organes excréteurs (tubes de Malpighi et corps gras).

Outre cette action réactivante lointaine, exercée par les conditions d'anhydrobiose prolongée, on peut également constater chez *Fannia canicularis* que le passage brusque du milieu humide à la condition d'anhydrobiose peut suffire parfois à provoquer le réveil rapide de l'activité. L'action, ici, se confond avec celle d'une excitation générale d'ordre tonogamique, comparable à celle que déterminent parfois, comme je l'ai indiqué, les excitants violents (brûlures, piqûres, etc.). De même que pour ceux-ci, les effets réactivants se montrent inconstants; ils dépendent de l'état plus ou moins profond de l'asthénie initiale.

Dans le lot de larves hivernantes de Fannia soumis à l'anhydrobiose, certaines larves ont repris leur activité évolutive dès le début et ont donné des imago plus d'un mois avant le réveil général de leurs congénères. Des larves du lot maintenu en chaleur humide pendant deux mois, placées brusquement en condition d'anhydrobiose, ont donné des pupes de 5 à 8 jours plus tard, et des éclosions ont pu être obtenues en une quinzaine de jours.

Si l'anhydrobiose peut exercer de deux manières différentes des effets réactivants, comparables à ceux de l'athermobiose, il ne s'ensuit pas cependant que ces deux facteurs puissent être remplacés indifféremment l'un par l'autre avec les mêmes avantages pour l'espèce. J'ai déjà indiqué que la réactivation à sec n'était pas favorable à l'Anthomyide *Mydæa platyptera* qui éclôt en condition arriérée ou anormale. Pour *Fannia canicularis*, sur plus de 50 individus développés dans les mêmes conditions, quoique en apparence parfaitement normaux, aucun n'a pu être amené jusqu'à la ponte. La réactivation par le froid en milieu humide convient mieux à ces espèces. Pour les espèces estivantes, ce serait sans doute l'inverse.

([1]) On peut constater par la cryoscopie cette décharge en étudiant l'abaissement de la concentration moléculaire du milieu intérieur : tandis que le plasma d'une larve maintenue en chaleur humide pendant trois mois se congèle à $-14^{\circ},5$, celui d'une pupe réactivée à sec ou au froid se congèle à -9° C. La sécheresse agirait comme *hydratant* apparent en favorisant l'élimination et la fixation par le corps gras de l'acide urique en excès.

PHYSIOLOGIE. — *La sensibilisation de l'organisme vis-à-vis des régimes carencés.* Note de MM. **Georges Mouriquand**, **Paul Michel** et **Bernheim**, transmise par M. Widal.

Un organisme ayant gravement souffert dans sa nutrition du fait d'un régime carencé, puis ayant recouvré cliniquement et anatomiquement (macroscopiquement) son état normal du fait d'un régime équilibré, est-il vis-à-vis d'une nouvelle carence de même ordre, en quelque sorte immunisé ou sensibilisé, ou se comporte-t-il vis-à-vis d'elle comme un organisme neuf ([1]) ?

La réponse à cette question présente un intérêt pratique, car elle pourra préciser dans une certaine mesure l'avenir des sujets, surtout des enfants, qui ont souffert de troubles nutritifs d'origine alimentaire ainsi que la prophylaxie à opposer au retour de ceux-ci.

Pour résoudre ce problème, nous avons institué les expériences suivantes :

Plusieurs séries de cobayes ont été émises au régime du scorbut aigu. Au 24ᵉ jour tous les animaux présentaient des lésions ostéohémorragiques scorbutiques typiques (vérifications anatomiques).

Ces lésions étant constatées chez tous, ces animaux ont été mis au régime varié et frais ou ont reçu de fortes doses de jus de citron. Au bout de 10 ou 12 jours de ce régime équilibré et antiscorbutique, nous avons constaté qu'ils étaient tous guéris cliniquement (plus de douleur à la pression des os, plus de gonflement, plus de crépitation sanguine, etc.) et anatomiquement (macroscopiquement). (Un certain nombre d'entre eux étant sacrifiés, il n'existait chez eux ni hémorragie, ni diminution de la résistance osseuse, ni état vacuolaire.) Nous avons suivant les séries laissé se maintenir cette guérison en conservant le régime équilibré soit de 10 à 20 jours, soit de 40 à 50 jours (cette dernière période de guérison pouvait être considérée comme assez longue eu égard au temps de vie d'un cobaye). Tous nos animaux étaient alors en augmentation pondérale et dans un état de nutrition florissante.

([1]) Nous avons précédemment montré qu'avec un régime de scorbut chronique qui n'est que partiellement carencé, une certaine accoutumance au régime et même des processus de guérison tendent à s'installer comme si l'organisme s'immunisait, pour ainsi dire, contre l'état de carence partielle. Nous avons d'autre part établi que dans l'avitaminose C totale, aucun processus de cet ordre n'apparaît. Dans les cas envisagés ici il s'agit de carence totale.

Leur guérison apparaissant comme certaine, nous les avons remis au régime carencé primitif. En même temps nous mettions à ce régime carencé un nombre égal de cobayes neufs en parfait état provenant du chenil.

Il s'est alors agi de préciser exactement le début des troubles scorbutiques (osseux ou hémorrhagiques) chez les cobayes neufs et chez les cobayes précédemment carencés. Nous avons dans une Note antérieure (1) indiqué la séméiologie de ces signes de début.

Chez les cobayes neufs, ces premières manifestations sont apparues en moyenne vers le quinzième jour. Chez les scorbutiques guéris elles sont apparues du deuxième au cinquième jour (sans aucune exception), c'est-à-dire une avance considérable sur les cobayes neufs.

La survie des cobayes préalablement carencés s'est montrée plus courte que celle des cobayes carencés au sortir du chenil.

On peut donc admettre que la première atteinte d'avitaminose C avait très nettement sensibilisé la nutrition générale et surtout la nutrition osseuse des cobayes atteints puis guéris, vis-à-vis de cette carence alimentaire. Quelques anciens faits cliniques (Lind) parlent dans le même sens.

Il importait de se demander quelle est la cause de la réapparition très précoce des troubles chez les cobayes préalablement carencés et en particulier si la première atteinte apparemment guérie a laissé des traces décelables microscopiquement, ou si la guérison était absolue, du moins devant nos moyens actuels d'investigation.

L'examen histologique des os de cobayes considérés comme guéris depuis 40 ou 50 jours, présentant une résistance normale et nulle trace d'altération macroscopique, a pourtant montré la persistance de lésions médullaires. Alors que le périoste, le tissu osseux présentaient un aspect normal (pas d'hémorrhagie microscopique, pas de raréfaction) dans tous les cas examinés, nous avons pu constater l'état fibrillaire de la moelle, avec raréfaction du tissu myéloïde, dernier souvenir de l'atteinte scorbutique anatomocliniquement disparue. Il semble logique de penser que la persistance de cet état fibrillaire a favorisé sinon déterminé la précocité du retour des accidents.

De nouvelles expériences en cours nous montreront à quel moment de la guérison disparaît cet état fibrillaire et si la sensibilisation vis-à-vis d'une nouvelle carence disparaît avec lui.

---

(1) *Comptes rendus*, t. 178, 1924, p. 652.

PHYSIOLOGIE. — *Sur la cause physico-chimique de l'absence de la fatigue dans les centres nerveux au cours de leur action.* Note [1] de M. **P. Lasareff**, présentée par M. de Broglie.

Dans un travail précédent j'ai démontré [2] que les centres nerveux de la vision périphérique au cours de leur action ne peuvent pas être fatigués. On peut constater cet effet très simplement, si l'on étudie la sensibilité visuelle au cours de l'adaptation de deux façons différentes. D'un côté on détermine la sensibilité de l'appareil de la vision au moyen de la méthode optique (adaptomètre de Nagel). Déterminée de cette façon elle varie de 0,0 jusqu'à 127,1 [3] et dépend de la sensibilité des appareils périphériques et de la sensibilité des centres nerveux. D'un autre côté on peut étudier la sensibilité de l'appareil visuel en l'excitant par le courant faradique. Dans ce cas on excite le nerf et les centres nerveux. Par cette méthode on obtient la même valeur de la sensibilité après une action de la lumière ou après un séjour prolongé dans l'obscurité, tandis que la sensibilité obtenue par la méthode optique varie dans ces conditions de 0,0 à 127,1.

Le tableau suivant donne les valeurs de la sensibilité comparée des centres et de l'appareil tout entier :

	Sensibilité	
	déterminée par l'action de la lumière (appareil en entier).	déterminée par l'action du courant (centres nerveux).
Après éclairement	0,0	129,0
Après séjour prolongé dans l'obscurité	127,1	127,1

Nous posons que la sensibilité, déterminée par le courant faradique après séjour prolongé dans l'obscurité, est égale à 127,1.

On voit que, au cours de la vision périphérique la sensibilité du nerf et des centres optiques ne change pas, tandis que la variation de la sensibilité de l'appareil visuel entier est très grande (de 0,0 à 127,1). La diminution de la sensibilité de l'organe mesure la fatigue de celui-ci et l'on peut dire que les centres nerveux n'éprouvent pas de fatigue.

Dans les travaux précédents, nous avons démontré que les centres nerveux

---

[1] Séance du 17 mars 1924.

[2] P. Lasareff, *Pflügers Archiv*, t. 200, 1923, p. 119.

[3] Voir P. Lasareff, *Jonentheorie der Reizung*, p. 18. Bern und Leipzig, 1923.

manifestent une action périodique [1] qui doit dépendre de la réaction chimique périodique. On peut envisager cette réaction comme s'effectuant en deux phases : pendant la première, il se produit une destruction de la substance de la cellule nerveuse, et pendant la seconde une restitution complète de cette substance.

Il existe donc une relation entre l'absence de fatigue et les processus périodiques. Nous savons, en effet, à l'appui de cette manière de voir, que tous les organes fonctionnant sans fatigue pendant toute la vie (cœur, organes de la respiration) travaillent périodiquement.

RADIOACTIVITÉ. — *Recherches sur la radioactivité des cellules vivantes.* Note de M. **Albert Nodon**, transmise par M. Daniel Berthelot.

J'ai entrepris de nouvelles recherches sur la radioactivité de la cellule vivante en utilisant la méthode photogénique. Les résultats obtenus confirment entièrement ceux constatés à l'aide de mesures électrométriques. Le dispositif adopté fut le suivant : l'émulsion d'une plaque photographique fut recouverte d'un tissu en toile à larges mailles, au-dessus duquel on plaça les objets à étudier; on évitait ainsi leur contact direct avec l'émulsion sensible. On enveloppa le tout dans un carton noir, maintenu à l'aide de bracelets en caoutchouc. L'un des châssis renfermait un échantillon de sulfate de baryum-radium, dont l'activité était égale à 15 fois celle de l'uranium. L'autre châssis contenait un insecte vivant (porcicoloris), et le troisième châssis renfermait une feuille verte.

Les trois châssis étaient exposés dans une pièce close, pendant 20 heures. Au développement, on constatait une forte impression photogénique au-dessous du radium; une impression plus faible en présence de l'insecte, et un voile léger provoqué par la feuille verte.

Les mesures électrométriques correspondantes ont été faites en s'entourant des plus grandes précautions, afin d'éviter les causes d'erreur, telles que les fuites à vide, et la décharge produite par l'humidité introduite dans l'instrument par les objets étudiés.

Des pesées précises permettaient d'établir les poids de l'étalon de radium, des insectes et des plantes étudiés. Des mesures faites à différentes époques

---

(1) P. Lasareff, *Bulletin de l'Institut physique de Moscou*, t. 1, 1920, p. 51 (en russe); *Les Problèmes modernes de la Physique biologique*, Moscou, 1920, p. 28 (en russe); *Jonentheorie der Reizung*, p. 50.

ont été sensiblement concordantes; elles ont donné pour la radioactivité des Pœcicoloris en pleine vitalité, une radioactivité variant par unité de poids, entre 8 et 13 fois celle de l'uranium; et pour celle des feuilles vertes, 2 à 3 fois celle de l'uranium.

Les impressions photographiques ayant permis d'apprécier des rapports d'activité du même ordre de grandeur que ceux déterminés par la méthode électrique, on en peut conclure que la cellule vivante subit une désintégration atomique, analogue à celle des corps radioactifs.

PHYSIQUE BIOLOGIQUE. — *Dimensions des molécules de certaines substances colloïdales.* Note de M. **P. Lecomte du Noüy**, présentée par M. Charles Richet.

Nous avons signalé, dans des Notes précédentes, la chute de la tension superficielle des solutions colloïdales en général. Nous avons indiqué l'existence d'une chute maxima correspondant à une certaine dilution bien déterminée, et nous avons proposé l'hypothèse d'une couche monomoléculaire orientée, pour expliquer ce phénomène. Depuis cette époque, nous avons pu confirmer, par de nouvelles expériences, cette manière de voir. D'abord par la vitesse d'évaporation, qui, dans les vases employés, est plus lente à cette concentration, toutes choses égales d'ailleurs; et secondement par l'existence d'un minimum très net de la tension superficielle, inexplicable nous semble-t-il, autrement que par l'existence de la couche monomoléculaire. Ce minimum ne peut être déterminé qu'en prenant les précautions les plus grandes pour ne pas agiter la solution, ce qui a pour effet de déchirer le film, et en mesurant, au bout de 2 heures environ, au moyen du tensiomètre déjà décrit (basé sur le principe de l'arrachement d'un anneau), la tension superficielle de la surface du liquide dans laquelle, conformément à la loi de Gibbs, les molécules en solution sont adsorbées. Le tableau suivant donne les valeurs de la tension superficielle initiale et de solutions d'oléate de soude pur, au bout de 2 heures, dans des verres de montre contenant 2$^{cm^3}$ de liquide (température 20° C.) :

Tableau

Concentration :	$\frac{1}{100\,000}$.	$\frac{1}{500\,000}$.	$\frac{1}{600\,000}$.	$\frac{1}{700\,000}$.	$\frac{1}{750\,000}$.	$\frac{1}{800\,000}$.	$\frac{1}{900\,000}$.	$\frac{1}{1\,000\,000}$.
Tension superficielle initiale (Dynes)...	75,5	75,5	75,5	75,5	75,5	75,5	75,5	76,0
Au bout de 2 heures.	46,0	59,0	61,0	64,0	56,0	59,5	71,5	73,0

Le minimum, souligné, a lieu au $\frac{1}{750000}$. Des expériences préalables nous ayant montré que l'adsorption se produisait non seulement dans la couche libre de la solution mais encore dans celle qui se trouve en contact avec le verre, un calcul simple permet d'obtenir le poids de l'oléate de soude adsorbé par centimètre carré. La densité étant 0,821, on en déduit l'épaisseur de la couche monomoléculaire, partant la longueur de la molécule. Elle est égale à $12,6.10^{-8}$ cm. Le poids moléculaire étant 303, en prenant pour valeur du nombre N d'Avogadro, $6,2.10^{23}$ (Millikan), on trouve pour la racine carrée de la section plane, qui peut être prise comme exprimant la largeur (ou la longueur du côté de la molécule), $6,8.10^{-8}$ cm. Cette valeur de N a été choisie pour permettre la comparaison avec les dimensions données par Langmuir pour la molécule d'acide oléique et qui sont : longueur : $11,2.10^{-8}$ cm, et racine carrée de la section plane : $6,8.10^{-8}$ cm. On voit que le diamètre est le même, tandis que la longueur est augmentée de $1,4.10^{-8}$ cm dans la molécule d'oléate. Cette quantité représente l'accroissement dû à l'atome de Na. Elle est très proche de la valeur moyenne de l'accroissement de longueur des molécules de composés organiques dû à l'adjonction d'un atome de carbone, qui est égale à $1,3.10^{-8}$ cm [moyenne de neuf composés organiques insolubles (Langmuir)]. La même méthode nous a permis de calculer la longueur probable de la molécule d'albumine d'œuf cristallisable, P_H, 6,8, et qui est égale à $52,8.10^{-8}$ cm. Dans ce cas, le poids moléculaire étant mal défini, la valeur du diamètre (exprimé comme il a été dit plus haut) est douteuse. A titre d'indication, on peut cependant dire qu'en admettant 34000 comme poids moléculaire (Sörensen) la longueur du côté de la molécule serait $29,2.10^{-8}$ cm. Si l'on admet 15700 (Mathews), elle serait $20,0.10^{-8}$ cm.

L'épaisseur de la couche monomoléculaire du sérum de Lapin est $43,3.10^{-8}$ cm.

Il n'existait pas jusqu'ici de méthode directe permettant de mesurer les dimensions relatives des molécules de substances solubles. Seuls les composés insolubles, huiles, graisses, cires, ont pu être étudiés grâce à la méthode basée sur les expériences de Lord Rayleigh, et développée par les remarquables travaux de Devaux, Marcelin, et plus tard Langmuir. Il est à remarquer que les dimensions probables de la molécule d'albumine (longueur $5^{\mu\mu},2$, largeur $2^{\mu\mu},9$) permettent de comprendre ses propriétés colloïdales, sans avoir à recourir à l'agglomération sous forme de micelles.

On peut objecter qu'à ces hautes dilutions la molécule d'oléate de soude est dissociée en deux ions Na et acide oléique, et perd son identité. Mais il

est très probable que la couche de molécules orientées, ayant par suite une forte charge négative, attire les ions positifs en liberté, lesquels forment une couche positive directement au-dessous. La double couche ainsi formée rétablit ainsi l'identité de la molécule d'oléate de soude.

ICHTYOLOGIE. — *Les migrations du thon* (Orcynus thynnus) *sur les côtes atlantiques du sud de l'Espagne*. Note de M. **Odon de Buen**, présentée par M. L. Joubin.

On capture le thon rouge (*Orcynus thynnus*) sur les côtes atlantiques du sud de l'Espagne, en grande quantité, depuis la fin d'avril jusqu'à la fin d'août.

Les migrations de ce poisson comprennent une période d'arrivée de l'Atlantique vers le détroit de Gibraltar et une période de retour du Détroit vers les côtes portugaises; la statistique de l'année 1923 indique 28982 thons capturés à l'arrivée et 27701 au retour.

Les thons capturés n'ont pas tous le même âge ni la même taille. On ne trouve pas de thons d'un poids inférieur à 5^{kg} et l'on ne capture pas, comme on le croyait, le *Germo alalonga*. On pêche quelques exemplaires de thon d'un poids atteignant 400^{kg}.

Dans cette zone Sud-Atlantique espagnole, on pêche le thon seulement pendant le printemps et l'été avec des madragues. Les pêcheurs de Tarifa (dans le centre du détroit de Gibraltar) pêchent pendant l'hiver des thons d'un poids considérable en employant des hameçons spéciaux.

En exécution des accords pris au mois de janvier 1923, dans la réunion, à Paris, de la « Commission internationale pour l'exploration scientifique de la mer Méditerranée », le Gouvernement espagnol a mis à la disposition de l'Institut espagnol d'Océanographie le transport de la Marine de guerre « Almirante Lobo » et les moyens nécessaires pour réaliser l'étude du thon dans la zone comprise entre le cap Saint-Vincent et Casablanca (du côté atlantique) et le cap de Gata et le fleuve Muluya (du côté méditerranéen).

Une commission spéciale étudia les madragues et leur pêche, et une autre, à bord de l'« Almirante Lobo », effectua les travaux océanographiques et biologiques.

Les premiers résultats nous permettent de formuler quelques conclusions au point de vue de la direction de la migration du thon et de ses causes, dans la zone étudiée.

Le thon reste presque toute l'année dispersé, s'alimentant avec une grande voracité et augmentant rapidement de poids, dans les endroits où sont plus abondants les poissons de petite taille (sardines, carangues, anchois, poissons volants, etc.).

Quand arrive le moment de la ponte, les thons se réunissent dans des endroits appropriés. A cause des changements que le milieu marin subit d'une année à l'autre, le moment de la ponte est retardé ou avancé; les montées ou descentes de la température des eaux exercent une grande influence sur le développement des glandes sexuelles.

Haute température, haute salinité, eaux agitées, avec une grande quantité d'oxygène dissous, telles sont les conditions que recherche le thon pour pondre.

Dans le sud de l'Espagne, les thons s'approchent des côtes, en venant du Sud-Ouest, et suivent la terre jusqu'au détroit de Gibraltar. Aucune observation ne nous permet de supposer que les thons traversent ce détroit pour entrer en Méditerranée. A Tarifa, les madragues ne pêchent presque pas et on a dû les abandonner. Celles de Ceuta se maintiennent grâce à l'abondance des petits Scombridés (*Euthynnus pelamis*, *Pelamys sarda*, *Auxis bisus*).

Tarifa semble la limite de la migration du thon dans la zone Sud-Atlantique espagnole; la ponte a lieu à l'ouest du centre du Détroit et la migration vers l'Atlantique (retour) commence immédiatement.

Les premiers thons d'entrée sont robustes et gras, avec des organes sexuels très développés et mûrs, et ils ne mangent pas. Nous avons trouvé seulement dans leur tube digestif quelques exemplaires de *Polybius Henslowi*, crustacé pélagique très abondant dans cette zone.

La température des eaux dans le détroit de Gibraltar (de 3° plus basse que sur la côte de Cadix et de 5° inférieure à celle de la côte du Maroc, depuis Ceuta vers la Méditerranée) n'est pas favorable à la présence du thon et constitue un obstacle à sa migration. Par contre, les courants et les vents du Détroit agitent les eaux en augmentant la quantité d'oxygène dissous.

Une fois la ponte accomplie et les œufs fécondés, avant d'arriver à Tarifa (zone d'eau fraîche), le thon commence le retour vers l'Ouest, à la poursuite d'une alimentation abondante, et les œufs poussés par le courant atlantique, qui suit principalement les côtes méditerranéennes du Maroc, s'accumulent entre Punta Almina et Cap Tres Forcas.

Ainsi, la zone de ponte du thon ne coïncide pas avec l'endroit où se

développent les larves, à cause du courant atlantique qui traverse le détroit de Gibraltar.

La zone comprise entre Punta Almina, l'île d'Alboran et le fleuve Muluya, est très riche en micro-plancton et se caractérise par une température et une salinité élevées; elle est aussi influencée par les marées atlantiques. Nos pêches de larves de poissons dans cet endroit ont été très abondantes. Cette zone est très favorable pour le rapide développement post-larvaire; on y capture quelques milliers de petits thons, entre 1^{kg} et $4^{kg},5$, pendant le printemps.

Quand ils arrivent à être plus grands (5 à 6^{kg}), ils doivent éprouver quelques difficultés pour trouver l'alimentation nécessaire et sûrement doivent marcher vers l'Atlantique où les conditions sont plus favorables.

Dans l'Atlantique, isolés ou en petits groupes, ils poursuivent les énormes bancs de Clupéides, les petits Scombridés, etc., que jamais ils ne pourraient trouver dans les zones méditerranéennes.

Une étude détaillée permettra de formuler des conclusions plus complètes.

PARASITOLOGIE. — *Infection expérimentale à* Glaucoma piriformis (*infusoire*) *chez* Galleria mellonella (*lépidoptère*). Note de M. **André Lwoff**, présentée par M. F. Mesnil.

Le premier cas de parasitisme de la cavité générale d'insectes, par des infusoires a été signalé par Lamborn (¹) chez des larves de *Stegomyia scutellaris* Walker. Le parasite a été étudié par Keilin (²).

Lambornella stegomyiæ Keilin, 1921, possède une ciliature longitudinale, un macro- et un micronucléus, une bouche située vers l'extrémité antérieure, et se reproduit par division transversale. Il forme, à la surface externe du corps des larves de *Stegomyia*, des kystes sous lesquels se produit très probablement une évolution donnant naissance à des formes capables d'infecter de nouveau ces larves. Le mode d'infection est inconnu; mais l'on trouve des larves parasitées qui apparemment ne portent aucune blessure et il est probable que le parasite pénètre par le tube digestif de l'hôte. Il semble s'agir d'un cas de parasitisme vrai, ceci en

(¹) *Parasitology*, t. 13, 1921, p. 213.

(²) *Ibid.*, p. 216.

raison de l'allure épizootique des infections qui surviennent chez les larves de *Stegomyia scutellaris*.

Au contraire, dans les cas de Lichtenstein et de Mercier et Poisson que nous allons résumer brièvement, il semble s'agir de parasitisme accidentel.

Lichtenstein ([1]) a trouvé chez une larve de *Boetis* (*Ephemeridæ*) une *Ophryoglena* qui avait complètement envahi les cavités schizocœlomiques de son hôte et se nourrissait du sang, des tissus musculaires et adipeux et surtout des éléments génitaux. Mercier et Poisson ([2]), chez une larve de *Nepa cinerea* L., ont décrit un kyste, formé aux dépens de la cavité générale de l'insecte, contenant de nombreux infusoires qu'ils ont rapportés au genre *Colpoda*. Les uns étaient volumineux et renfermaient des vacuoles digestives; les autres, quatre à cinq fois plus petits, semblaient ne contenir aucune vacuole. Mercier et Poisson pensent que les gros individus étaient des individus à nutrition phagocytaire pendant que les petits ciliés avaient une nutrition osmotique. Il nous semble plus rationnel d'admettre avec Chatton ([3]) que les petites formes sont, soit des jeunes Colpodes sortis du kyste, soit des formes préconjugantes. On pourrait encore supposer que ce sont des formes dont la taille a été réduite par l'inanition.

La nutrition osmotique, qui existe chez les astomes et que nous avons montré pouvoir exister chez des ciliés libres, à nutrition normalement phagocytaire, n'entraîne aucune réduction de la taille ([4]). Il est donc très probable que les petits Colpodes décrits par Mercier et Poisson n'étaient pas des Colpodes à nutrition osmotique.

On voit donc que, des trois cas de parasitisme de la cavité générale d'insectes par des infusoires, deux semblent être des cas de parasitisme accidentel. Nous nous sommes demandé si la rareté de ces cas ne tenait pas simplement au fait que la chitine oppose aux parasites une barrière très difficile à franchir et si, en portant directement dans le sang d'un insecte quelconque un infusoire à vie libre, on n'arriverait pas à obtenir le développement de cet infusoire dans le corps de l'insecte.

Pour vérifier cette hypothèse, nous avons inoculé dans le sang de chenilles de *Galleria mellonella* (lépidoptère), de l'élevage de M. Metalnikoff, une culture de *Glaucoma piriformis*. Ces infusoires ont été isolés d'une infu-

---

([1]) *Comptes rendus de la Société de Biologie*, t. 85, 1921, p. 794.
([2]) *Comptes rendus*, t. 176, 1923, p. 1838.
([3]) *Année biologique*, t. 3, fasc. 5, 1923, p. 28.
([4]) *Comptes rendus*, t. 176, 1923, p. 928.

sion de foin et sont entretenus en culture pure depuis plus d'un an dans du bouillon de viande peptoné [1].

Les chenilles inoculées meurent en 8-15 jours suivant la quantité d'infusoires inoculés. Nous avons pu expérimenter sur une trentaine de chenilles qui ont toutes succombé à l'infection infusorienne. On peut suivre la multiplication rapide des ciliés dans le sang. Peu de temps avant la mort, le sang de la chenille ne contient plus de leucocytes (nombreux à l'état normal), mais seulement de très nombreux infusoires qui envahissent complètement le corps de la chenille, ainsi qu'il est facile de s'en rendre compte sur des coupes. La nutrition des infusoires est redevenue, au moins en partie, phagocytaire : ils renferment de nombreux globules de graisse provenant du tissu adipeux de la chenille.

Ces expériences sont à rapprocher de celles de Zotta [2] qui a pu conserver vivants, pendant plusieurs semaines, des *Leptomonas pyrrhocoris* dans des chenilles de *Galleria*. La pupaison se faisait normalement; mais les pupes ne donnaient pas de papillons.

Nous étudions en ce moment les réactions des chenilles de *Galleria* vis-à-vis de différents protozoaires (Leishmania, Trypanosomes, Leptomonas, Trichomastix), ainsi que la vaccination contre les infections à protozoaires.

La séance est levée à 16 heures.

É. P.

---

(1) Il s'agissait de *Glaucoma piriformis* et non de *Colpidium colpoda*, comme nous l'avions annoncé dans notre première Note (*loc. cit.*).

(2) *Comptes rendus Soc. de Biol.*, t. 34, 1921, p. 135.